

T.C.
DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ALBÜMİN İÇEREN ve İÇERMEYEN H₂O-D₂O ÇÖZELTİLERİNDE
INVERSION RECOVERY TEKNİĞİ İLE ELDE EDİLEN FID
SİNYALLERİNİN İNCELENMESİ

Burak AKBUDAK

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

DIYARBAKIR

Şubat – 2012

TEŞEKKÜR

Çalıőmamın her aőamasında beni yönlendiren, bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım, ihtiyaç duyduğum her konuda yardımlarını esirgemediğinden dolayı danıőman hocam Yrd. Doç. Dr. M. Zafer KÖYLÜ'ye sonsuz teőekkürlerimi sunarım.

Bu çalıőmaya destek veren Prof. Dr. Ali YILMAZ'a, teknik bilgi, fikir ve deneyimlerinden faydalandığım Araőtırma Görevlisi Mustafa SALTI'ya ve NMR ölçümlerinde yardımcı olan Araőtırma Görevlisi Bilgin ZENGİN'e de teőekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca, tez sürecinde yakın ilgi ve desteğini gördüğüm arkadaşlarıma, öğrencilerime ve aileme çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
TEŞEKKÜR	I
İÇİNDEKİLER	II
ÖZET	III
ABSTRACT	IV
ŞEKİL LİSTESİ	V
KISALTMA VE SİMGELER	VIII
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ	5
2.1. Teori.....	8
2.1.1. Manyetik Rezonansta Temel Kavramlar.....	8
2.1.1.1. Rezonans Kavramı.....	8
2.1.1.2. Manyetik Moment.....	9
2.1.1.3. Elektron Manyetik Moment.....	10
2.1.1.4. Nükleer Moment.....	12
2.1.1.5. Soğurulan Enerji.....	14
2.1.1.6. Spin-Örgü Etkileşmesi.....	17
2.1.1.7. Rezonans Koşulu.....	20
2.1.1.8. Elektron Paramanyetik Rezonans.....	20
2.1.1.9. Nükleer Manyetik Rezonans.....	22
2.2. Manyetik Rezonansta Deneysel Teknik.....	23
2.2.1. NMR Spektrometresi.....	24
2.3. Yalıtık Olmayan Spin Sisteminde Hareket Denklemi.....	25
2.3.1. Durulma Zamanları T_1 ve T_2	26
2.3.2. Serbest İndüksiyon Bozunması.....	29
2.3.3. Inversion Recovery Yöntemi.....	33
3. MATERYAL ve METOT	35
3.1. Örneğin Hazırlanması.....	35
3.2. Deneyin Yapılışı.....	35
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	39
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	55
6. KAYNAKLAR	57
ÖZGEÇMİŞ	61

ÖZET

ALBÜMİN İÇEREN ve İÇERMİYEN H₂O-D₂O ÇÖZELTİLERİNDE INVERSION RECOVERY TEKNİĞİ İLE ELDE EDİLEN FID SİNYALLERİNİN İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Burak AKBUDAK

DİCLE ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

2012

Bu çalışmada, albümin içeren ve içermeyen H₂O-D₂O çözeltilerinde Inversion Recovery yöntemiyle elde edilen FID sinyalleri incelendi.

Ölçümler, 400 MHz AVANCE BRUKER NMR spektrometresi kullanılarak gerçekleştirildi. Belirli oranlarda hazırlanan H₂O-D₂O çözeltilerinin Serbest İndüksiyon Bozunumu (SİB) sinyalleri elde edildi. Ayrıca, puls tekrarlanma zamanları da değiştirilerek, sinyal üzerindeki etkisi gözlemlendi.

Deney sonucunda, su miktarının fazla olmasının Radyasyon Damping olayını arttırdığı, albümin eklenmesinin ise Radyasyon Damping olayını azalttığı ve Radyasyon Damping varlığında null noktasının tam olarak elde edilemediği görüldü. Ayrıca, iyi bir sinyal elde etmek için puls tekrarlanma süresinin uygun seçilmesi ve delay time'ın (gecikme süresi) 5T₁ kadar alınması gerektiği gözlemlendi.

Anahtar Kelimeler: NMR ve SİB, Serbest İndüksiyon Bozunumu, Albümin, H₂O-D₂O

ABSTRACT

INVESTIGATION OF FID SIGNALS OBTAINED BY INVERSION RECOVERY TECHNIQUE WITH AND WITHOUT ALBUMIN IN H₂O-D₂O SOLUTIONS

MSc THESIS

Burak AKBUDAK

DEPARTMENT OF PHYSICS

INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

UNIVERSITY OF DICLE

2012

In this study, FID signals which are obtained by Inversion Recovery technique with and without albumin in H₂O-D₂O solutions were investigated.

Measurements were carried out using a 400 MHz AVANCE BRUKER NMR spectrometer. FID signals were obtained from H₂O-D₂O solutions prepared in specific proportions. Additionally, the effect of puls parameters on the signals were observed by changing the pulse repetition times.

As a result, the Radiation Damping is increased with the increase of H₂O amount. The Radiation Damping is reduced with the addition of albumin. The null point was not observed accurately in the present of Radiation Damping. In addition, to obtain a good signal the pulse repetition time should be selected at appropriate intervals and, delay time should be taken to $5T_1$.

Key Words: NMR and FID, Free Induction Decay, Albumin, H₂O-D₂O

ŞEKİL LİSTESİ

<u>Sekil No</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1. Bir atomun enerji salması ya da soğurması	7
Şekil 2.2. Bir elektronun açısal momentumu ile manyetik momenti arasındaki ilişki	10
Şekil 2.3. $I=1$ olan çekirdek sisteminde, çekirdek manyetik momentinin gözlenebilen değerleri (μ_z , $g_n\mu_n$ biriminde seçilmiştir).	12
Şekil 2.4. Spin kuantum sayısı $1/2$ olan bir sistemde spinlerin manyetik alana göre yönelmeleri	13
Şekil 2.5. Soğurulan enerjideki değişimin RF ya da MD enerjisine bağımlılığı	18
Şekil 2.6. EPR geçişleri ve karşı gelen spektrum	19
Şekil 2.7. NMR geçişleri ve karşı gelen spektrum	21
Şekil 2.8. Basit bir NMR spektrometresi	23
Şekil 2.9. Manyetik momentlerin, RF alanı ve durulma etkileri altındaki davranışları a) H_1 alanı yokken b) H_1 alanı uygulandıktan sonra c) H_1 alanı kesildikten sonra	24
Şekil 2.10. 90° atması kesildikten sonra a) M_z 'nin yeniden denge durumuna b) M_e 'nin başlangıçtaki sıfır değerine ulaşması	26
Şekil 2.11. 90° atması kesildikten sonra M_x bileşeninin zamanla değişimi	27
Şekil 2.12. Bir atmalı spektrometrede ana bileşenler	28
Şekil 2.13. Bir atmanın belirgin özellikleri	29
Şekil 2.14. Bir Serbest İndüksiyon Bozunması (SİB) sinyali	30
Şekil 2.15. Inversion Recovery puls adımının gösterimi	31
Şekil 2.16. Inversion Recovery metoduna göre manyetizasyon vektörü M 'nin davranışı	32
Şekil 2.17. Gözlenen Inversion Recovery adımlarının zamana bağlılık eğrisi	33
Şekil 2.18. a) NMR sinyalinin serbestçe bozunması b) Bir NMR spektrumu	34
Şekil 4.1. 0 ml H_2O ve 0 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 2 ms-200 ms)	39
Şekil 4.2. 0 ml H_2O ve 0.2 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000ms)	39

Şekil 4.3. 0 ml H ₂ O ve 0.2 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 200 ms-20000 ms)	40
Şekil 4.4. 0.05 ml H ₂ O ve 0.2 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000 ms)	40
Şekil 4.5. 0.05 ml H ₂ O ve 0.2 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 150 ms-15000 ms)	41
Şekil 4.6. 0.1 ml H ₂ O ve 0 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 2 ms-200 ms)	41
Şekil 4.7. 0.1 ml H ₂ O ve 0 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 5000 ms-50000 ms)	42
Şekil 4.8. 0.1 ml H ₂ O ve 0.05 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000 ms)	42
Şekil 4.9. 0.1 ml H ₂ O ve 0.05 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 300 ms-3000 ms)	43
Şekil 4.10. 0.1 ml H ₂ O ve 0.05 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 400 ms-40000 ms)	43
Şekil 4.11. 0.1 ml H ₂ O ve 0.1 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000 ms)	44
Şekil 4.12. 0.1 ml H ₂ O ve 0.1 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 250 ms-25000 ms)	44
Şekil 4.13. 0.1 ml H ₂ O ve 0.15 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 130 ms-13000 ms)	45
Şekil 4.14. 0.1 ml H ₂ O ve 0.2 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000 ms)	45
Şekil 4.15. 0.1 ml H ₂ O ve 0.2 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 100 ms-10000 ms)	46
Şekil 4.16. 0.1 ml H ₂ O ve 0.25 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 80 ms-8000 ms)	46
Şekil 4.17. 0.1 ml H ₂ O ve 0.3 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 2 ms-200 ms)	47
Şekil 4.18. 0.15 ml H ₂ O ve 0.2 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 20 ms-200 ms)	47
Şekil 4.19. 0.15 ml H ₂ O ve 0.2 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 100 ms-10000 ms)	48

Şekil 4.20. 0.2 ml H ₂ O ve 0.2 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000 ms)	48
Şekil 4.21. 0.2 ml H ₂ O ve 0.2 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 100 ms-10000 ms)	49
Şekil 4.22. 0.2 ml H ₂ O ve 0.2 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 150 ms-15000 ms)	49
Şekil 4.23. 0.3 ml H ₂ O ve 0.2 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000 ms)	50
Şekil 4.24. 0.3 ml H ₂ O ve 0.2 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 100 ms-10000 ms)	50
Şekil 4.25. 0.3 ml H ₂ O ve 0.2 g albümin kullanıldığında elde edilen FID spektrumu (Puls tekrarlanma zamanı 150 ms-15000 ms)	51
Şekil 4.26. Örnek bir FID spektrumu	51

KISALTMA ve SİMGELER

NMR	: Nükleer Manyetik Rezonans
EPR	: Elektron Paramanyetik Rezonans
ESR	: Elektron Spin Rezonans
MD	: Mikrodalga
RF	: Radyofrekans
SİB	: Serbest İndüksiyon Bozunması
PR	: Pulse Repetition
IR	: Inversion Recovery
RD	: Radyasyon Damping
T_1	: Spin-Örgü durulma zamanı
T_2	: Spin-Spin durulma zamanı
μ	: Manyetik moment
γ	: Jiromanyetik oran
ℓ	: Yörünge açısal momentum
S	: Spin açısal momentum
g	: Spektroskopik yarıлма çarpanı
μ_B	: Bohr magnetonu
H_0	: Dış manyetik alan
ν_0	: Rezonans frekansı
L_0	: Öz indüksiyon katsayısı
τ	: İlgı zamanı

1. GİRİŞ

Manyetik Rezonans, manyetik momentleri ve açılal momentumu olan manyetik sistemlerde bulunan bir olaydır. Atomik spektrumun belirgin frekansları arasındaki benzerliği ve manyetik rezonans frekanslarının tipik olarak radyofrekans bölgesine (çekirdek spinleri için) ya da mikrodalga frekansı bölgesine (elektron spinleri için) düşmesi nedeniyle çoğu zaman radyofrekans spektroskopisi veya mikrodalga spektroskopisi terimleri kullanılır.

Çekirdek spinlerinin uygulanan manyetik alanla etkileşmelerine benzer şekilde, elektronların spinlerinin de manyetik alanla etkileşme içinde oldukları bilinmektedir. Ancak bu etkileşmeler enerji bakımından çekirdeklere ait etkileşmelerden 10^3 kat daha büyüktür ve elektromanyetik spektrumun mikrodalga bölgesine düşmektedir.

Genelde, bir atomu oluşturan çekirdek ve elektronların, üzerine uygulanan manyetik alanla etkileşmelerini inceleyen spektroskopi, Nükleer Manyetik Rezonans (NMR) ve Elektron Paramanyetik Rezonans (EPR) ya da Elektron Spin Rezonans (ESR) adını alır. Çoğu zaman bu iki spektroskopiyi birden ifade eden Manyetik Rezonans ifadesi de kullanılır.

Burada Rezonans deyimini dış bir etkenin, manyetik sistemin doğal frekansı ile uyum içinde olduğunu belirlemek üzere kullanılmaktadır. Doğal frekans, manyetik alan içindeki manyetik momentlerin Larmor dönü hareketinin frekansıdır. Dış etken de, Larmor dönü frekansı ile uyum içinde olacak şekilde bir frekansa sahip mikrodalga (MD) radyofrekans (RF) enerjisidir.

NMR'de sözü edilen manyetik moment, sıfırdan farklı çekirdek spinleri ile uyuşan nükleer momenttir. Yani, NMR yalnızca çekirdek spinleri sıfırdan farklı olan çekirdekleri inceler.

Teorik olarak NMR ve EPR aynı temel ilkelere bağlıdır. Ancak elektronla çekirdek arasındaki farktan dolayı deneysel yöntem ayrıntıda farklılaşır.

NMR, kuramsal olarak ileri sürüldüğu yıllarda (Bloch 1946) deneysel olarak uygulamaya geçmiş, organik bileşiklerin yapısı ve dinamik hareketleri üzerine başarılı sonuçlar vermiştir.

NMR spektroskopisinin, kompleks bileşiklerin yapısal özelliklerini incelemedeki başarısı daha sonra onu biyolojik sistemlerin incelenmesine yöneltmiştir.

Manyetik Rezonans, bir spektroskopi aracı olarak kullanıldığında: Rezonans çizgi genişliği, rezonans çizgi şiddeti, rezonans çizgi yarılmaları, rezonans çizgi kayması, rezonans çizgi şekli ve durulma zamanları gibi fiziksel nicelikleri ölçer.

Spinlerin hem kendi aralarında hem de çevresi ile etkileşimleri göz önünde tutularak ölçülen fiziksel nicelikler üstüne yapılan kuramsal yorumlar ve açıklamalar, spektroskopi ile uğraşanları, incelenen maddenin yapısını çözümlenmeye götürür. Bu nedenle, manyetik rezonans, değişik spektroskopik incelemelerin yapılabileceği yararlı bir araç olarak kabul edilmiş ve gelişimini bu amaç doğrultusunda sürdürmüştür.

Manyetik rezonansın ilk uygulamaları, çekirdek fiziği, katıhal fiziği ve kimyasal fizik alanlarında olmuştur. Daha sonra, düşük sıcaklıklar fiziği, biyofizik ve jeofizikte önemli uygulama alanları bulmuştur.

Sonuçta, önceleri Fizik ve Kimya gibi temel bilimlerde spektroskopik inceleme kolaylığı sağlayan manyetik rezonans, günümüzde tıpta klinik amaçlı kullanılacak bir araç haline gelmiştir. Aslında, manyetik rezonansın diğer spektroskopik yöntemlerde bulunmayan durulma süreçleri gibi bir kavrama sahip olması ona normal doku ile hastalıklı dokuyu ayırt etme özelliği kazandırmaktadır. Bu amaçla yapılan durulma zamanları ölçümleri, normal doku ile hastalıklı dokuları ayırt etmede çok başarılı sonuçlar vermiştir.

Manyetik rezonansın bir tomografi aracı olarak düşünülmesi (Mansfield ve Morris 1970) tekniği bugün NMR görüntüleme ya da NMR tomografi tekniği olarak bilinmektedir ki, bu teknik, tıpta teşhis ve tedavi amacıyla kullanılmaktadır.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

• İnsan serum albümini içeren H₂O ve D₂O çözeltileri için proton ve deutron rölaksasyon zamanları incelenmiş, T₁ ile T₂'nin sıcaklığa, konsantrasyona ve frekansa bağımlılıkları araştırılmıştır. Durulma mekanizmaları için hızlı kimyasal değişim mekanizmaları açıklanmıştır. Moleküller arası dipol-dipol rölaksasyonunun da hesaba katılması gerektiği belirtilmiştir (Zhuravlev ve Gangardt 1987).

• D₂O ve H₂O karışımındaki su protonlarının rölaksasyonunu incelemek için doğrudan bir yöntem kullanılmıştır. % 10 H₂O ve % 90 D₂O karışımında saf suyun durulma zamanı 2.7 s'den 9 s'ye artar. Bu artış bize paramanyetik iyonlar yüzünden gerçekleşen durulma oranlarını doğrudan ölçme imkanı sağlar (Sherry ve ark. 2004).

• Klinik olarak uygun bir zamanda boyuna durulma zamanının hızlı bir şekilde görüntülenmesi için spiral puls serilerinin hızına dayalı yeni bir yöntem geliştirilmiştir. Bu yöntemin en önemli özelliği, bir RF puls dizisinin multi fit eğim örneklerini elde ederek zamandan kazanç sağlanabileceği şeklindedir. Ayrıca özel sapma açılarına, manyetizasyonun yeniden kurulması için geçen uzun süreye ve termal denge manyetizasyonunun ölçümüne gerek olmadan uygulanabileceği ileri sürülmüştür. Fit eğiminin yarı logaritmik olduğu ve sayısal yönden yoğun olmadığı belirtilmiştir. Heterojen bir fantom üzerinde bu yöntem ile inversion recovery yöntemiyle yapılan ölçümler arasındaki ortalama yüzdellik farkın % 2.7'nin altında olduğu saptanmıştır. Ayrıca insan beyninin T₁'ini görüntülemeye 3.2 s'den az bir sürede beş 128x128 kesiti için dört fit eğimi elde edilebileceği ve bu sonuçların önceki çalışmalarla uyum sağladığı gözlenmiştir (Hsu ve Lowe 2006).

• Su protonlarının T₁ durulma zamanlarını, farklı statik manyetik alanlarda ve % 5'lik protein çözeltilerinde ölçmüşlerdir. Döteryumlu örneklerin T₁ ölçümleri de 2 ile 7 T arasındaki alanlarda gerçekleştirmişlerdir. Döteryumlu örneklerin ölçümlerini, dönел

ilgi zamanlarını tahmin etmek için kullanmışlardır. Proton T_1 çalışmalarından çözücü ve çözünen protonların arasındaki çapraz rölaksasyon oranı ve örneklerdeki paramanyetik safsızlıkların katkısını elde etmişlerdir. Protein çözeltileri üzerinde yapılan ölçümlerden elde edilen verileri incelemeleri sonucunda, protein protonları, bulk su protonları ve su protonları olmak üzere üç farklı proton durulma özellikli üç fazın olduğunu kabul etmiş ve göz önüne almışlardır. Hidratlı su ve protein molekülleri arasındaki çapraz rölaksasyon etkisinin önemli rol oynadığını fakat rezonans alanı artışlarına göre önemli şekilde azaldığını göstermişlerdir (Zhong ve ark. 1990).

- Diamanyetik hemoglobin çözeltilerindeki su protonlarının ve protein protonlarının NMR'de T_1 ve T_2 durulmaları incelenmiştir. Bu inceleme yapılırken su ve proteinin T_1 ve T_2 'si H_2O ve D_2O karışımlarında incelenmiştir. T_1 ve T_2 rölaksasyon mekanizmalarını açıklamak için teoriler geliştirilmiştir (Eisenstadt 1985).

- Nükleer manyetizasyon ve genişleme oranlarının sıcaklığa bağımlılığı, sıcaklık miktarının NMR sinyalleri üzerine etkilerinin teorik ve deneysel olarak saptanması ile yeniden incelenmiştir. NMR şekillerinin sıcaklığa bağımlılığını incelerken nükleer manyetizasyon dengesinin ve genişleme zamanlarının her birinin sıcaklık değişimlerinden nasıl etkilendiği dikkate alınmalıdır. Boltzman dağılımının her madde ve sıcaklıktaki etkisi sebebiyle, nükleer manyetizasyon dengesinin birleşik sıcaklığa bağımlılığı, sıcaklık (T), eko zamanı (T_g), tekrarlanma zamanı (T_R) ve durulma zamanları (T_1) T ve (T_2) T 'ye bağlı olarak negatif, pozitif veya zayıf olabilir. Sonuç olarak, NMR sinyali sıcaklığa bağlı bir katsayı üzerinden artabilir, azalabilir veya sabit kalabilir. Nükleer termal katsayıları, hazırlanmış spin eko reçeteleri ve çeşitli maddelerin deneysel verilerinin dizilimleri ile hazırlanmıştır (Gore ve Gültekin 2004).

- H_2O ve D_2O karışımının T_1 rölaksasyon zamanı, karışımda bulunan suyun sıcaklık ve yüzdesine bağlı olarak incelenmiş, sonuçta T_1 rölaksasyon zamanının 200 °C'ye kadar sıcaklıkla artmakta ve 200 °C'de sonra azaldığı gözlemlenmiştir. 200 °C'den az sıcaklıklarda dipol-dipol rölaksasyon mekanizması geçerli iken, 200 °C'den fazla

sıcaklıklarda spin-rotasyon mekanizmasının geçerli olduğu belirlenmiştir (Smith ve Powles 1964).

- D_2O , H_2O ve HOD arasındaki dengenin NMR'deki analizi, HOD spektrumundaki zorluk nedeniyle yanıltıcıdır. Bu sorunlar aslında kimyasal değişim etkileri yüzünden gerçekleşir. Bu sebeple çok az NMR yöntemi bu dengeyi çalışmak için tavsiye edilir. Denge sabiti olan J 'nin doğrudan ölçümü dengeyi bozabilir. Deneysel veri, yeniden oluşturulan program tarafından, H-O-D çizgisinin H_2O çizgisi kadar iyi gözlendiği sonuç spektrumunu verecek yeni sinyallere dönüştürür. Bu katsayılarla karşılık gelen alanlar ölçüldükten sonra J denge sabiti hesaplanır. $J = 1.54 (\pm) 0.01$ olarak bulunur ki, bu değer diğer ölçümlerle örtüşür (Duplan ve Mahi 1998).

2.1. TEORİ

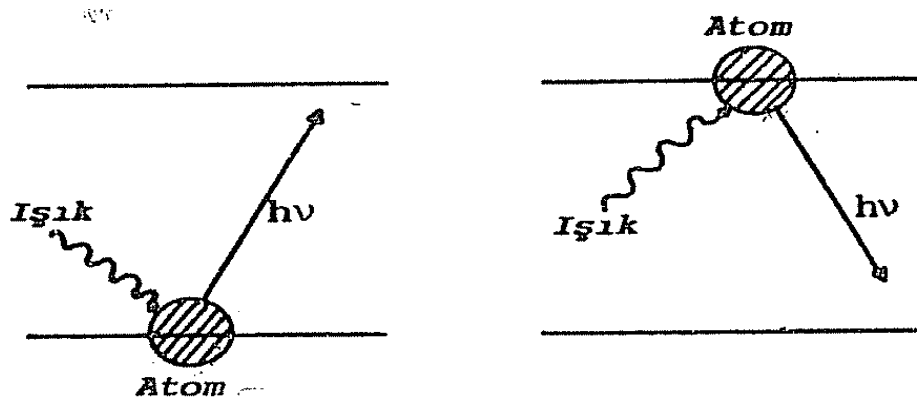
2.1.1. MANYETİK REZONANSTA TEMEL KAVRAMLAR

2.1.1.1. Rezonans kavramı

Rezonans kavramının kökeni klasik mekanikten gelmektedir. Basit bir örnekle şöyle açıklanabilir. İki basit sarkaç düşey olarak yan yana asıldıkları zaman birisinin hareketi öteki tarafından tekrarlanır. Yani, sarkaçlardan birisi durgun ve öteki hareketli ise hareketli olandan durgun olana enerji aktarılır ve durgun olan da harekete koyulur. Sonra enerjisinin bir kesimini yeniden ilk sarkaca aktarır. Böylece, sönüm etkenlerinin olmadığı bir ortamda iki sarkaç arasında enerji akışı sürer gider.

Sarkaçların doğal frekansları birbirine eşit oldukları zaman, aralarındaki enerji alışverişi en etkin duruma ulaşır. İşte sarkaçların doğal frekanslarının birbirine eşit olduğu bu duruma **rezonans** denir.

Kuantum mekaniğinde rezonansa örnek olarak, ışık ile maddenin etkileşimi verilebilir. Bu durumda atom ile elektromanyetik alan birbiri ile kenetlenen iki periyodik sistem olarak düşünülür. Atomların doğal frekansları geçiş frekansları olarak bilinir ve gelen ışığın frekansı da ayarlanabilir. O halde elektromanyetik alanın frekansı, atomun doğal frekansın ayarlandığı zaman, bu kuantum mekaniksel sistem klasik mekanikteki sarkaç sistemi gibi davranır. Yani, ya elektromanyetik alandan atoma enerji aktarılır ya da başlangıçta uyarılmış durumda olan atomdan elektromanyetik alana enerji aktarılır. Bunlardan ilkinde **enerji soğurulması** ve ikincisine de **enerji salınması** denir (Şekil 2.1).



Şekil 2.1. Bir atomun enerji kuantumu salması ya da soğurulması

2.1.1.2. Manyetik Moment

Klasik elektrodinamik kurama göre alanı A olan bir dairesel sarımdan geçen i akımı, sarım düzlemine dik doğrultuda ve akım şiddeti ile alanın büyüklüğüne bağlı bir **manyetik moment** oluşturur. Yani,

$$\vec{\mu} = iA\hat{n} \quad (2.1)$$

dir.

O halde değişmez bir eksen etrafında dönen her yüklü parçacık, bu hareketinden ötürü bir manyetik momente sahiptir. Böyle bir parçacığın, yükü q , kütlesi m , dönme eksenine uzaklığı r ve çizgisel hızı V ise,

$$i = qV/2\pi r$$

$$A = \pi r^2$$

dir. Bu değerler (2.1) bağıntısında kullanılırsa,

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2} qVr\hat{n}$$

elde edilir. Ya da bu bağıntı,

$$\vec{\mu} = \frac{q}{2m} mVr\hat{n}$$

şeklinde yazılabilir. Burada,

$$\vec{j} = mVr\hat{n}$$

ifadesi parçacığın dönme eksenine göre **açısal momentumu** dur. O halde

$$\vec{\mu} = \frac{q}{2m} \vec{j} \quad (2.2)$$

bulunur. Demek ki, değişmez bir eksen etrafında dönen her yüklü parçacığın açısal momentumuna bir manyetik moment karşılık gelir. Başka bir deyişle, yüklü bir parçacığın açısal momentumu onun manyetik momenti ile orantılıdır. Bu orantı katsayısına **jiromanyetik oran** denir ve,

$$\gamma = \frac{q}{2m} \quad (2.3)$$

ile gösterilir. Bu tanıma uygun olarak manyetik moment ile açısal momentum birbirine

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{j} \quad (2.4)$$

ifadesi ile bağlanır.

Şimdi, manyetik rezonansın nedenini oluşturan elektron ve proton için manyetik moment kavramını oluşturalım.

2.1.1.3. Elektron Manyetik Moment

Bilindiği gibi bir elektron yörünge ve spin olmak üzere iki dönü hareketine sahiptir. O halde yörünge hareketinden doğan yörünge açısal momentumu ile spin hareketinden doğan spin açısal momentumuna birer manyetik moment karşılık gelir.

Elektronun yükü $-e$, kütlesi m_e ve yörünge açısal momentumu $\vec{\ell}$ ile gösterilirse (2.2), (2.3), (2.4) bağıntıları

$$\vec{\mu}_\ell = -\frac{e}{2m_e} \vec{\ell} \quad (2.5)$$

$$\gamma_e = \frac{e}{2m_e} \quad (2.6)$$

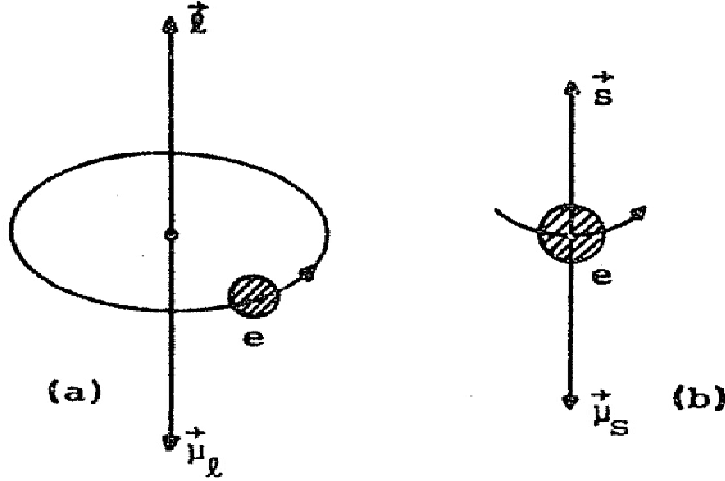
$$\vec{\mu}_\ell = -\gamma_e \vec{\ell} \quad (2.7)$$

değerlerini alır. Buna göre bir elektronda, yörünge açısal momentumuna daima zıt yönde bir manyetik moment karşı gelir (Şekil 2.2a).

Öte yandan bir elektronun s spin açısal momentumuna karşı gelen manyetik moment, klasik olarak hiçbir açıklama şekli olmayan,

$$\vec{\mu}_s = -\frac{e}{m_e} \vec{s} \quad (2.8)$$

bağıntısı ile verilir. Burada da spin açısal momentum vektörü ile manyetik moment vektörünün birbirine zıt olduğu verilmektedir (Şekil 2.2b).



Şekil 2.2. Bir elektronun açısal momentumu ile magnetik momenti arasındaki ilişki

Ancak bir makroskopik sistemde birçok elektron olacağı için bunların spin ve yörünge hareketleri toplam açısal momentum vektörü ile belirlenir. Bu etkin açısal momentum vektörü S ile gösterilirse, onunla uyuşan manyetik moment,

$$\vec{\mu} = -g \frac{e}{2m_e} \vec{S} \quad (2.9)$$

bağıntısı ile verilir. Burada, g'ye **spektroskopik yarıлма çarpanı** adı verilir.

Eğer $g=1$ alınır, (2.9) bağıntısı (2.5) bağıntısına indirgenmiş olur. Oysa $g=2$ seçilirse, bu kez aynı bağıntı (2.8) bağıntısına indirgenmiş olur. Her iki durum da atomun vektörel model kullanılarak hesaplanan g-Lande çarpanı ile uyuşmaktadır. Gerçekte $g=2$ bir serbest elektronun spektroskopik yarıлма çarpanıdır ve gerçek değeri ise $g=2.0023$ 'tür. Öte yandan $g=1$ yalnızca yörünge açısal momentuma sahip bir sistemin spektroskopik yarıлма çarpanına karşılık gelir.

Elektronun manyetik momenti, çoğu zaman, manyetik momentin temel birimi sayılan **bohr magnetonu** cinsinden ifade edilir. Tanım olarak Bohr magnetonu diye,

$$\begin{aligned} \mu_B &= \frac{eh}{2m_e} \\ &= 9.273 \times 10^{-24} \text{ (J/T)} \end{aligned} \quad (2.10)$$

değerine denir. Buna göre, elektronun jiromanyetik oranı,

$$\gamma_e = g \frac{\mu_B}{\hbar} \quad (2.11)$$

ve manyetik momenti de,

$$\vec{\mu} = -g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S} \quad (2.12)$$

ile verilir.

2.1.1.4. Nükleer Moment

Bir atom çekirdeğinin açısal momentum ve ona bağlı olarak bir manyetik moment göstermesi fikri, ilk kez 1924 yılında Pauli tarafından ileri sürülmüştür. Atomik spektroskopide gözlenen aşırı ince yapı yarılmalarını açıklayabilmek için elektronlarla çekirdeklerin manyetik momentlerinin etkileşmesi gereği ileri sürülmüştür.

Bu nedenle, spin açısal momentumu I olan bir çekirdeğin manyetik momenti, (2.12) bağıntısına benzer şekilde tanımlanabilir. Yani, çekirdeğin manyetik momentine μ denirse,

$$\vec{\mu} = g_n \frac{\mu_n}{\hbar} \vec{I} = \gamma_n \vec{I} \quad (2.13)$$

yazılabilir. Burada:

g_n , çekirdek için spektroskopik yarıлма çarpanı, μ_n , Bohr magnetonuna benzer şekilde tanımlanmış nükleer magnetondur ve,

$$\begin{aligned} \mu_n &= \frac{e\hbar}{2m_p} \\ &= 5.051 \times 10^{-27} \text{ (J/T)} \end{aligned} \quad (2.14)$$

değerindedir. γ_n 'de çekirdeğin jiromanyetik oranıdır ve,

$$\gamma_n = g_n \frac{\mu_n}{\hbar} \quad (2.15)$$

bağıntısı ile verilir.

Gerek (2.12) ve gerekse (2.13) bağıntılarında dikkat edilmesi gereken nokta, \vec{S} ve \vec{I} açısal momentum vektörlerinin \hbar birimini içermesidir. Yani S ve I birer birimsiz sayı olmak üzere (2.12) bağıntısındaki açısal momentum vektörü $\vec{S} = S\hbar\hat{n}$ ve (2.13)

2. KAYNAK ÖZETLERİ

bağıntısındaki açısal momentum vektörü de $\vec{I} = I\hbar\hat{n}$ 'dir. Kuşkusuz, $S = \{S(S+1)\}^{1/2}$ ve $I = \{I(I+1)\}^{1/2}$ değerlerini almaktadır. Elektron manyetik momentinin kuantumlanması üstüne söylenenler, aynı şekilde çekirdek manyetik momenti içinde söylenebilir. Yani, bir çekirdeğin açısal momentumunun gözlenebilen bileşeni $\hbar I_z$ ise,

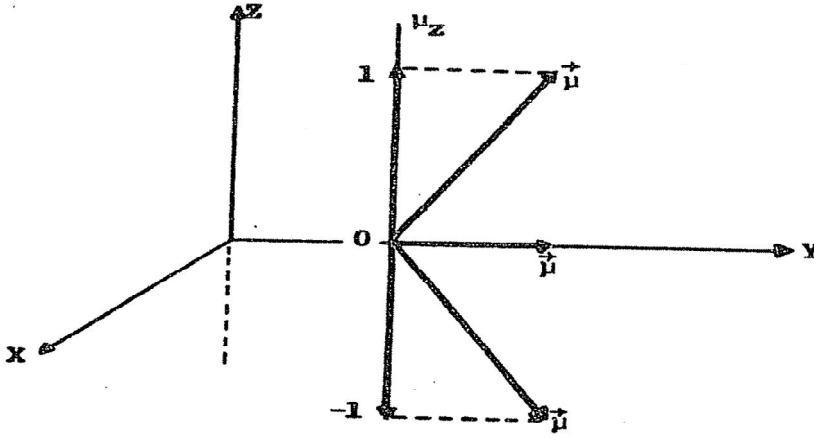
$$I, I-1, \dots, -I$$

olmak üzere I toplam $(2I+1)$ tane kuantumlu değer alır. Buna göre,

$$\mu_z = g_n \mu_n I_z = \gamma_n \hbar I_z \quad (2.16)$$

yazılabilir. Örneğin $I = 1$ olan bir çekirdek sisteminde I_z , $(2I+1) = 3$ değer alır. Bu üç değerle uyuşan μ_z 'de 3 değer alacaktır. Yani,

$$\begin{array}{l} I \rightarrow 1 \quad 0 \quad -1 \\ \mu_z \rightarrow g_n \mu_n \quad 0 \quad -g_n \mu_n \text{ dir (Şekil 2.3).} \end{array}$$



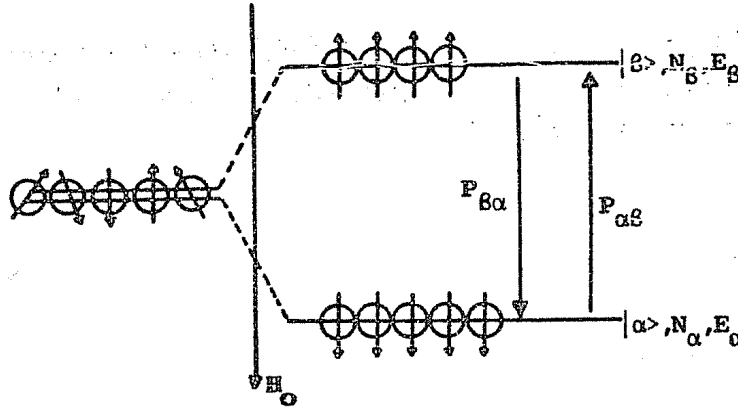
Şekil 2.3. $I = 1$ olan çekirdek sisteminde, çekirdek manyetik momentinin gözlenebilen değerleri (μ_z , $g_n \mu_n$ biriminde seçilmiştir).

2.1.1.5. Soğurulan Enerji

Rezonans olayının gözlemlendiği sistem bir **yalıtık** sistem olsun. Bir manyetik sistemin yalıtık olması demek, manyetik spinlerin, içinde bulunduğu yapının öteki elemanları ile etkileşmemesi demektir. Bir manyetik sistemde manyetik rezonansı

oluşturan manyetik spinlerin dışındaki bu yapıya **örgü** adı verilir; katı, gaz ya da sıvı olabilir.

O halde yukarıdaki varsayıma göre manyetik spinlerin örgü ile etkileşmesine izin verilmemiştir. Ayrıca manyetik sistemin spin kuantum sayısı $1/2$ olsun. Böyle bir sistem, bir dış manyetik alan içine yerleştirildiği zaman spinler Şekil 2.4'deki gibi yönelme kazanırlar.



Şekil 2.4. Spin kuantum sayısı $1/2$ olan bir sistemde spinlerin manyetik alana göre yönelmeleri

Şiddeti H_0 ile gösterilen manyetik alanla aynı yönde yönelme $|\alpha\rangle$ düzeyi, ters yönde yönelme ise $|\beta\rangle$ düzeyi olarak adlandırılın. Ayrıca $|\alpha\rangle$ düzeyine karşı gelen enerji E_α , spin sayısı N_α olsun. Benzer şekilde, $|\beta\rangle$ düzeyine karşı gelen enerji E_β ve spin sayısı N_β olsun.

Manyetik sistemde ısı denge kurulduğu zaman, spinlerin sayısı

$$\frac{N_\alpha}{N_\beta} = e^{\Delta E/kT} \quad (2.17)$$

Maxwell-Boltzmann yasası ile belirlenir. Bu ifadeyi yaklaşık olarak

$$\frac{N_\alpha}{N_\beta} = 1 + \frac{\Delta E}{kT}$$

yazabiliriz ve normal sıcaklıklarda $\Delta E \ll kT$ olduğu için iki düzey arasındaki spin farkı çok küçüktür.

Şimdi sisteme, sistemin doğal frekansı ile uyum içinde olabilecek frekansa sahip bir **dış etken** uygulayalım. Hatırlanacağı gibi bu dış etken, NMR’de RF ve EPR’de MD enerjisi idi.

Dış etken, $|\alpha\rangle$ ve $|\beta\rangle$ düzeyleri arasında, olasılıkları $P_{\alpha\beta}$ olan, geçişler oluşturur. Böylece, $|\alpha\rangle$ ve $|\beta\rangle$ düzeylerindeki spin sayılarında,

$$\frac{dN_{\alpha}}{dt} = N_{\beta}P_{\beta\alpha} - N_{\alpha}P_{\alpha\beta} \quad (2.18)$$

$$\frac{dN_{\beta}}{dt} = N_{\alpha}P_{\alpha\beta} - N_{\beta}P_{\beta\alpha}$$

bağıntıları ile gerçekleşen değişimler olacaktır. Bu bağıntılara **spin değişim denklemleri** denir. Buna göre bir dt süresi içinde $|\alpha\rangle$ düzeyindeki spin sayısının değişimi, bu düzeye gelen spin sayısı ile bu düzeyden giden spin sayısının farkına eşit olacaktır.

Sistemdeki toplam spin sayısı, $N = N_{\alpha} + N_{\beta}$ ve düzeyler arasındaki spin farkı, $n = N_{\alpha} - N_{\beta}$ ise

$$N_{\alpha} = (N + n)/2 \quad (2.19)$$

$$N_{\beta} = (N - n)/2$$

dir. Öte yandan $P_{\alpha\beta}$ ve $P_{\beta\alpha}$ olasılıkları, dış etkene karşı gelen enerji Hamiltoniyenin matris elemanlarına bağlı olduğu için kuantum mekaniğinin bir sonucu olarak,

$$P = P_{\alpha\beta} = P_{\beta\alpha} \quad (2.20)$$

dir. Bu son iki bağıntı (2.18) bağıntısının ilkinde kullanılırsa, $|\alpha\rangle$ düzeyindeki spin sayısının değişimi,

$$dn/dt = -2Pn \quad (2.21)$$

bulunur.

Böyle bir diferansiyel denklemin çözümü,

$$n = n(0)e^{-2Pt} \quad (2.22)$$

dir. Burada $n(0)$, $t = 0$ ’da $|\alpha\rangle$ ve $|\beta\rangle$ düzeyleri arasındaki spin farkıdır.

Öte yandan, geçiş olasılığı P olan bir tek spinin dış etkenden soğuracağı enerji $P \Delta E$ ’dir. $|\alpha\rangle$ düzeyinde N_{α} tane spin olduğuna göre bu düzeydeki tüm spinler $N_{\alpha}P \Delta E$

kadar enerji soğurlar. O halde dış etkenden net olarak soğurulan enerjideki değişim ya da birim zamanda soğurulan net enerji,

$$\begin{aligned}\frac{dE}{dt} &= N_\alpha P \Delta E - N_\beta P \Delta E \\ &= P \Delta E (N_\alpha - N_\beta) \\ &= \Delta E P n\end{aligned}$$

olacaktır. Ya da (2.22) bağıntısını kullanarak enerjideki değişimi,

$$\frac{dE}{dt} = \Delta E P n(0) e^{-2Pt} \quad (2.23)$$

olarak ifade edebiliriz.

Demek ki soğurulan enerjinin zamana göre değişimi düzeyler arasındaki spin sayısı farkına bağlıdır. (2.23)'den görüldüğü gibi bu bağıllık üstel fonksiyon şeklindedir. Yani başlangıçta düzeyleri arasındaki spin farkı $n(0)$ olan bir sisteme dış etken uygulandığı zaman bu fark zamanla sıfıra gider. Buna bağlı olarak soğurulan enerjideki değişimde sıfıra gider. Yani, bir süre sonra manyetik sistem dış etkenden net bir enerji soğurmaz, rezonans olayı durur.

O halde, manyetik rezonansa spin sisteminin dış etkenden net bir enerji soğurması için düzeyler arasındaki spin farkının sıfır olmaması gerekir. Bu durum **spin - örgü etkileşmesi** denen bir olayla gerçekleşir.

2.1.1.6. Spin-Örgü Etkileşmesi

(2.22) bağıntısına göre zamanla n spin sayısı farkının sıfıra gitmesi demek dN_α/dt 'nin sıfır olması, yani $|\alpha\rangle$ düzeyindeki spin sayısının değişmemesi demektir.

$|\alpha\rangle$ düzeyindeki spin sayısının değişmesi $|\beta\rangle$ düzeyindeki spinlerin bu düzeye geçmelerine bağlıdır. $|\beta\rangle$ düzeyindeki spinlerin $|\alpha\rangle$ düzeyine geçmelerinin tek yolu, enerjilerini herhangi bir şekilde başka bir sisteme aktarmalarıdır. Bu ise, spin sisteminin örgü ile etkileşmesini gerektirir. Spin sisteminin, bu şekilde örgü sistemine enerji aktarması olayına **spin-örgü etkileşmesi** adı verilir.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

Spin-örgü etkileşmesi, sistemin sıcaklığı göz önüne alınarak açıklanabilir. Diyelim ki, spin sistemi başlangıçta örgü ile ortak bir T_0 sıcaklığında **ısı dengede** olsun. Spin sistemi, dış etkenden enerji soğurduğu zaman sıcaklığı artacaktır ve yalıtık olduğu için de bir süre sonra $T \gg T_0$ olacak şekilde yeni bir sıcaklığa ulaşacaktır. Böylece spin sistemi ile örgü arasındaki ısı dengesi bozulur. Isıl dengenin kurulmasının tek yolu, spin sisteminin enerjisini örgüye aktararak yeniden ısı dengeye ulaşmasıdır. Bunun için de örgü ile etkileşmesi gerekir.

Böylece spin-örgü etkileşmesi sonucu, $|\alpha\rangle$ ve $|\beta\rangle$ düzeyleri arasında başka tür geçişler oluşur. $|\alpha\rangle$ düzeyinden $|\beta\rangle$ düzeyine spinlerin geçiş olasılığını $W_{\alpha\beta}$ ve ters yöndekini de $W_{\beta\alpha}$ ile gösterirsek, düzeyler arasındaki spin değişim denklemleri (2.18) bağıntısına benzer şekilde,

$$\frac{dN_\alpha}{dt} = N_\beta W_{\beta\alpha} - N_\alpha W_{\alpha\beta} \quad (2.24)$$

$$\frac{dN_\beta}{dt} = N_\alpha W_{\alpha\beta} - N_\beta W_{\beta\alpha}$$

yazılır. Burada, toplam spin sayısı $N = N_\alpha + N_\beta$ ve düzeyler arasındaki spin farkı $n = N_\alpha - N_\beta$ tanımlarını kullanarak,

$$\frac{dN_\alpha}{dt} = \frac{1}{2} \frac{dn}{dt} = \frac{N-n}{2} W_{\beta\alpha} - \frac{N+n}{2} W_{\alpha\beta}$$

yazılır. Matematiksel işlemler yapıldıktan sonra,

$$\frac{dn}{dt} = (W_{\alpha\beta} + W_{\beta\alpha}) \left\{ N \frac{W_{\beta\alpha} - W_{\alpha\beta}}{W_{\alpha\beta} + W_{\beta\alpha}} - n \right\}$$

bulunur. Burada,

$$W_{\alpha\beta} + W_{\beta\alpha} = \frac{1}{T_1} \quad (2.25)$$

ve

$$N \frac{W_{\beta\alpha} - W_{\alpha\beta}}{W_{\alpha\beta} + W_{\beta\alpha}} = n_0$$

tanımları yapılırsa,

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_0 - n}{T_1} \quad (2.26)$$

bağıntısı bulunur ve bunun çözümünden de,

$$n = n_0(1 - e^{-t/T_1}) \quad (2.27)$$

elde edilir.

$W_{\alpha\beta}$ ve $W_{\beta\alpha}$ geçiş olasılıkları (1/s) biriminde olduğu için T_1 (s) biriminde, yani zamanı gösteren bir niceliktir ve sistemin yeniden ısı dengeye ulaşması için gerekli sürenin ölçüsüdür. T_1 'e **spin-örgü durulma zamanı** denir. (2.26) bağıntısına göre T_1 ne denli büyük ise düzeylerdeki spin sayısındaki değişme o denli az olur. Başka bir deyişle, T_1 büyük olduğu durumlarda spin-örgü etkileşmesi yavaş olur.

O halde, manyetik rezonans olayının gerçekleşmesinde önemli rol oynayan düzeyler arasındaki spin farkı (2.21) ve (2.26) bağıntılarının toplamı olacaktır.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_0 - n}{T_1} - 2Pn \quad (2.28)$$

Kararlı duruma ulaşıldığı zaman $dn/dt = 0$ olacağı için $|\alpha >$ düzeyindeki spin fazlalığı,

$$n = \frac{n_0}{1 + 2PT_1} \quad (2.29)$$

olacaktır. O halde dış etkenden soğurulan enerjideki değişim,

$$\frac{dE}{dt} = \Delta E \frac{P}{1 + 2PT_1} n_0 \quad (2.30)$$

olmalıdır. Bu bağıntıyı iki ayrı durum için inceleyelim.

i) $2PT_1 \ll 1$ olsun. Bu durumda:

$$n \approx n_0$$

$$\frac{dE}{dt} \approx \Delta EPn_0$$

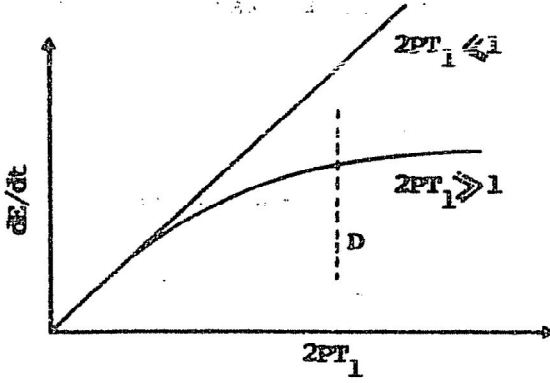
olacaktır. Yani, $2PT_1$ dolayısı ile RF ya da MD enerjisi küçük değerlerden başlamak üzere arttırılırsa soğurulan enerji değişimi doğrusal olarak artar.

ii) $2PT_1 \gg 1$ olsun. Bu durumda:

$$n \approx n_0/2PT_1$$

$$\frac{dE}{dt} \approx n_0 \Delta E / 2T_1$$

olacaktır. Yani, $2PT_1$ dolayısı ile RF ya da MD enerjisi büyük değerlerden başlamak üzere daha da arttırılırsa düzeyler arasındaki spin farkı sifıra yaklaşırken soğurulan enerjide bir değişim olmaz. Bu duruma, manyetik rezonansa, **doyma durumu** denir Şekil (2.5).



Şekil 2.5. Soğurulan enerjideki değişimin RF ya da MD enerjisine bağlılığı

$2PT_1$ teriminin büyük olması P'nin büyüklüğüne bağlı olduğu kadar T_1 'in de büyük olmasına bağlıdır. Bu nedenle spin-örgü durulma zamanı T_1 'in çok büyük olması, durulma etkileşmesinin yavaş ve buna karşılık doyma durumunun çabuk olması anlamına gelir.

2.1.1.7. Rezonans Koşulu

Manyetik Rezonans tekniğinin temel kavramlarından biri olan rezonans koşulunu türetmeye çalışalım.

Manyetik momenti μ olan bir sistem üzerine H manyetik alanı uygulanırsa manyetik moment vektörü manyetik alana göre belirli yöneltmeler kazanır. Örneğin; Spin kuantum sayısı 1/2 olan bir sistem düşünülürse magnetik momentler aralarında ΔE kadar bir enerji farkı olacak şekilde iki ayrı yöneltme kazanırlar. Eğer sistem üzerine ΔE enerji farkına eşit olacak şekilde bir RF ya da bir MD enerjisi uygulanırsa, sistem dış etkenden net bir enerji soğurur. İşte, net enerji soğurmasını yaratan ve,

$$h\nu = \Delta E \quad (2.31)$$

bağıntısı ile verilen koşula manyetik rezonanstaki **rezonans koşulu** adı verilir.

Şimdi, rezonans koşulunun hem EPR ve hem de NMR'deki ifadelerini bulmaya çalışalım.

2.1.1.8. Elektron Paramanyetik Rezonans

Spin kuantum sayısı $S = 1/2$ olan bir serbest elektronu ele alalım. Üzerine, z doğrultusunda bir manyetik alan uygulanırsa, enerjisi,

$$E = -\mu_z H_z$$

olacaktır. μ_z için daha önce bulunan değer konursa,

$$E = g\mu_B H_z S_z$$

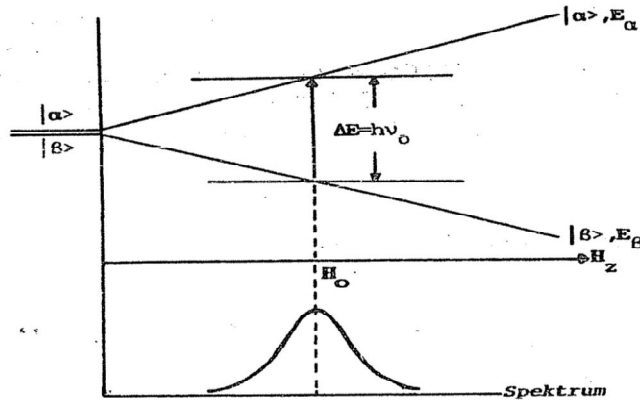
bulunur. $S_z, \pm 1/2$ olmak üzere iki değer alacağı için bu değerlere karşı gelen enerjiler,

$$E = g\mu_B H_z / 2 \quad (2.32)$$

$$E = -g\mu_B H_z / 2$$

değerlerini alırlar.

Böylece, elektronun manyetik momentinin manyetik alandaki yönelmesi alan şiddetine bağlı olarak Şekil (2.6)'daki gibi olacaktır.



Şekil 2.6. EPR geçişleri ve karşı gelen spektrum

2. KAYNAK ÖZETLERİ

Manyetik alan bir H_0 değerinde iken düzeyler arasındaki enerji farkı (2.32) bağıntısından,

$$\Delta E = E_\alpha - E_\beta = g\mu_B H_0$$

olacaktır. O halde, (2.31) bağıntısı ile verilen rezonans koşulu EPR'da,

$$h\nu_0 = g\mu_B H_0 \quad , \quad \omega_0 = \gamma_0 H_0 \quad (2.33)$$

değerini alır. İşte, bu bağıntıya uyacak şekilde spin sisteminin soğurduğu net enerjinin gözlenmesi bir EPR spektrumu olarak nitelenir.

(2.33) bağıntısındaki H_0 'a **rezonans alanı** ve ν_0 'a da **rezonans frekansı** adı verilir.

Rezonans koşulu, manyetik alan ile dış etkenin frekansını birbirine bağlayan çizgisel bir bağıntıdır. Bu özellik nedeni ile pratikte ya manyetik alan değişmez alınarak, frekans rezonans koşulunu sağlayacak şekilde değiştirilir ya da frekans değişmez alınarak, manyetik alan koşulu sağlanacak şekilde değiştirilir.

Pratikte manyetik alanı değiştirmek daha kolaydır. Bu nedenle, yapılan EPR spektrometrelerinin çoğu bu özelliği taşır. Örneğin frekans $\nu_0 = 9 \times 10^9$ Hz alınırsa, rezonans alanı (2.33) bağıntısından $H_0 = 0,33$ Tesla bulunur. 3,2 cm dalga boyuna rastlayan bu tip spektrometreler **X-Band EPR Spektrometresi** olarak isimlendirilirler. Öte yandan, eğer $\nu_0 = 28 \times 10^9$ Hz alınırsa $H_0 = 1$ Tesla olur. 8 mm dalga boyuna düşen bu tip spektrometreler de **Q-Band EPR Spektrometreleri** adını alırlar.

2.1.1.9. Nükleer Manyetik Rezonans

Şimdi de, çekirdek kuantum sayısı $I = 1/2$ olan bir protonu ele alalım. Üzerine z doğrultusunda bir H_z alanı uygulanırsa protonun enerjisi,

$$E = -\mu_z H_z$$

olacaktır. Burada $\mu_z = g_n \mu_n I_z$ olduğu için,

$$E = -g_n \mu_n H_z I_z \quad (2.34)$$

olacaktır. $I_z, \pm 1/2$ olmak üzere iki değer aldığı için bu değerlere karşı gelen enerjiler,

$$E_{\alpha} = -g_n \mu_n H_z / 2 \quad (2.35)$$

$$E_{\beta} = g_n \mu_n H_z / 2$$

olacaktır. Yani protonun manyetik momentinin manyetik alan içindeki yönelmesi alan şiddetine bağlı olarak Şekil (2.7)'deki gibidir.

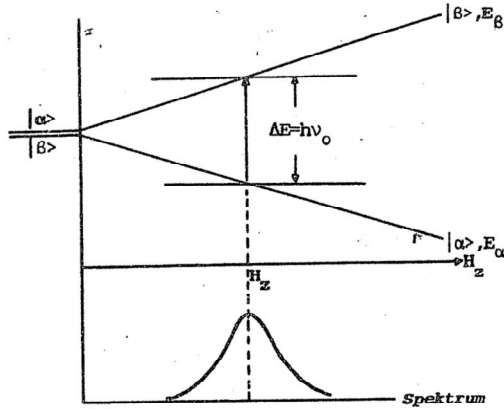
Manyetik alan bir H_0 değerinde iken düzeyler arasındaki enerji farkı (2.35)'den

$$\Delta E = E_{\beta} - E_{\alpha} = g_n \mu_n H_0$$

olacaktır. O halde (2.31) bağıntısı ile verilen rezonans koşulu NMR'de,

$$h\nu_0 = g_n \mu_n H_0 \quad , \quad \omega_0 = \gamma_n H_0$$

değerini alır. Yine EPR'de olduğu gibi, ν_0 rezonans frekansı ve H_0 'da magnetik alanın rezonans değeridir. O halde rezonans koşulu sağlanacak şekilde protonun soğurduğu net enerjinin gözlenmesi bir NMR spektrumu olarak nitelenir. NMR'de de rezonans frekansı ile manyetik alan birbirine çizgisel olarak bağımlıdır. Bu bağımlılık istenilen alan ve frekans değerinde NMR spektrometrelerinin yapılması kolaylığını sağlar.



Şekil 2.7. NMR geçişleri ve karşı gelen spektrum

2.2. Manyetik Rezonansta Deneysel Teknik

Manyetik rezonansta deneysel işlem, oldukça şiddetli bir dış manyetik alan içine yerleştirilmiş manyetik sistemde oluşan enerji düzeyleri arasında, ikincil olarak uygulanan zayıf bir RF ya da MD alanı sonucu, uyarılan geçişleri gözlemektir.

Bu nedenle gerek NMR ve gerekse EPR de deneysel teknik üç temel ögeden oluşur.

i-Manyetik Alan Kaynağı: Sistem üzerine uygulanacak olan şiddetli manyetik alanı yaratacak bir sistemdir. Genellikle demir çekirdekli ve su soğutmalı elektromıknatıslardan yararlanır. Son zamanlarda, sürekli olarak sıvı helyuma gereksinme duymasına karşın, aşırı iletken elektromıknatıslar da kullanılmaktadır.

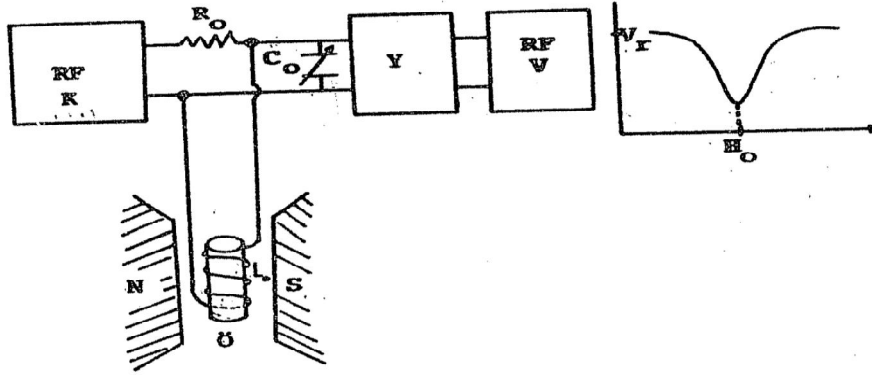
ii-RF ya da MD Kaynağı: Enerji düzeyleri arasında geçişler oluşturmak için gerekli enerjiyi sağlar. Bu amaçla NMR'de, spin sistemi çevresine sarılan bir makarada oldukça zayıf bir alan oluşturacak şekilde radyofrekans bölgesinde çalışan bir **titreştirici** kullanılır. EPR'de ise bir **oyuk** içine konan spin sistemi üzerinde bir elektromanyetik alan oluşturacak bir **klaystron** kullanılır.

iii-Gözlem Sistemi: Manyetik sistem tarafından soğurulan enerjiyi algılayan bir sistemdir. Bu amaçla **kristal algıçlar** kullanılır.

Bu üç temel ögeden oluşan bir manyetik rezonans spektrometresi, genellikle; amaca, bilinen tekniğe, parasal duruma bağlı olarak, istenilen biçimde yapılabilir. Ancak temel ilkeler daima aynı kalmaktadır.

2.2.1. NMR Spektrometresi

Nükleer manyetik rezonansı deneysel olarak gerçekleştirmek için kullanılan basit bir spektrometre Şekil 2.8'de görülmektedir. Öz İndüksiyon katsayısı L_0 olan bir makara içindeki spin sistemi makara ile birlikte elektromıknatısın kutupları arasına yerleştirilir. Makaraya RF kaynağından bir akım uygulanır. R_0 direnci, RF kaynağını değişmez akım kaynağı durumuna sokar. Rezonans durumunda, spin sistemi tarafından soğurulan enerji L_0C_0 paralel devresinin Q-nitelik çarpanı ile dalga direncinde bir düşme oluşturur. Bu düşüş, devrenin iki ucu arasındaki RF voltmetresinin çıkışında bir düşüşe karşı gelir. Voltmetrede genlik olarak okunan bir voltaj düşmesi bir NMR spektrumunu oluşturur.



Şekil 2.8. Basit bir NMR spektrometresi. RFK, RF Kaynağı; Y, Yükseltici; RFV, RF Voltölçeri; Ö, Örnek Tüpü

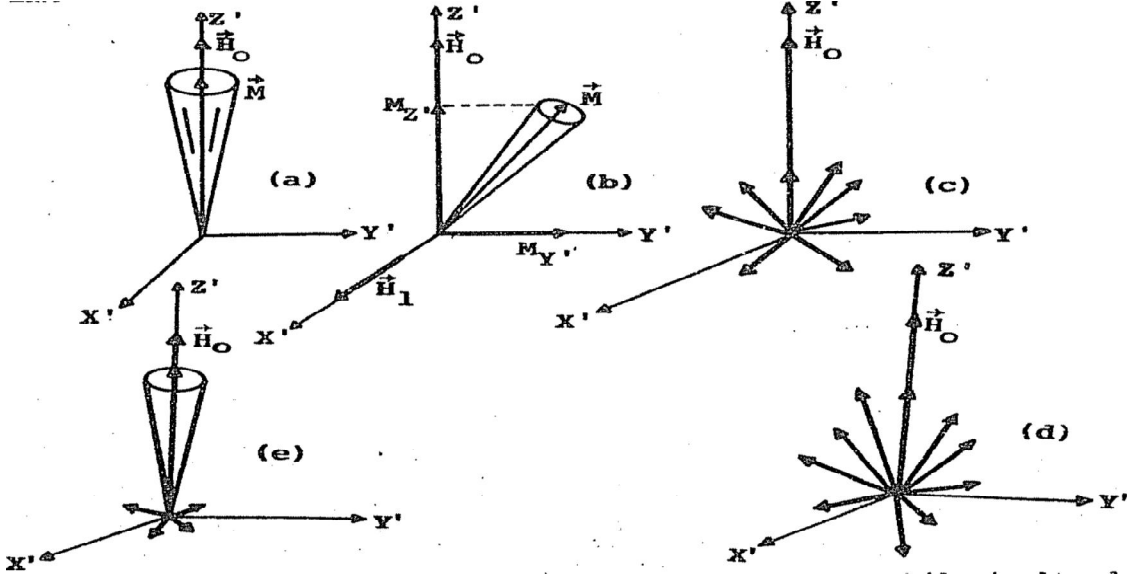
Gerek EPR ve gerekse NMR'de spin sistemi tarafından soğurulan enerjiyi osiloskopta görmek ya da bir kaydedici yardımı ile kağıt üzerine çizdirmek istenir. Bu işlem için her iki spektroskopide ortak olarak yapılan şey, **değişken akım manyetik alanı** ve **Evre Duyarlı Algıç (EDA)** tekniğinden yararlanmaktadır.

2.3. Yalıtık Olmayan Spin Sisteminde Hareket Denklemi

Spin sistemindeki manyetik momentler, Z' doğrultusunda uygulanan değişmez H_0 alanı etkisi ile o şekilde yönelme kazanırlar ki, net mıknatıslanma vektörünün yalnızca Z' doğrultusunda bir bileşeni olur. Bunu M_z ile gösterelim. (Şekil 2.9a). O halde (X' - Y') düzleminde herhangi bir bileşen yoktur.

Sisteme belli bir süre için X' doğrultusunda bir \vec{H}_1 alanı uygulayalım. Bu durumda manyetik momentler o şekilde bir yönelme gösterirler ki, mıknatıslanma vektörü Y' doğrultusunda bir M_y bileşenine sahip olur. (Şekil 2.9b).

Şimdi sistem üzerinden \vec{H}_1 alanını kaldıralım ve manyetik momentlerin nasıl bir davranış içinde olduklarını arayalım.



Şekil 2.9. Manyetik momentlerin, RF alanı ve durulma etkileri altındaki davranışları. a) \vec{H}_1 alanı yokken, b) \vec{H}_1 alanı uygulandıktan sonra, c-e) \vec{H}_1 alanı kesildikten sonra.

Manyetik dipoller yalıtık olmadıkları için kendi aralarında enerji alış-verişi içinde olacaklar ve (X'-Y') düzlemi içinde bir dağılım göstereceklerdir. Ayrıca, dipoller üzerine uygulanan dış manyetik alan yeter derecede homojen değilse manyetik momentlerin her biri birbirinden farklı manyetik alan göreceklerdir ve bunun sonucu olarak da farklı frekanslarda Larmor dönü hareketi yapacaklardır. İşte bu iki etki nedeni ile \vec{H}_1 alanı kalkar kalkmaz mıknatıslanma vektörünün M_Y bileşeninde bir azalma oluşacaktır. Yani, spin-spin etkileşmesi denen bu etkileşme sonucu, M_Y zamanla sifıra yaklaşır (Şekil 2.9c ve d).

Öte yandan manyetik dipoller yalıtık olmadıkları için örgü ile etkileşme içindedirler. Enerjilerinin bir kesimini örgüye aktararak yeniden ısı dengeye ulaşma eğilimi gösterirler. Spin-örgü etkileşmesi adı verilen bu etkileşme, mıknatıslanma vektörünün, Z' doğrultusundaki bileşeninin yeniden M_0 ısıl denge değerine yaklaşmasını sağlar. Bir süre sonra M_Z , yeniden M_0 değerine ulaşırken M_Y bileşeni de sifıra yaklaşır (Şekil 2.9e).

O halde mıknatıslanma vektörünün hareketini incelerken durulma süreçlerinin de göz önünde tutulması gerekmektedir. Bu amaçla yapılan ilk çalışma Bloch'dan gelmiştir.

2.3.1. Durulma Zamanları T_1 ve T_2

T_1 ve T_2 zamanları, döner koordinatlarda,

$$\frac{dM_{X'}}{dt} = \Delta\omega M_{Y'} - \frac{M_{X'}}{T_2} \quad (2.36)$$

$$\frac{dM_{Y'}}{dt} = -\Delta\omega M_{X'} + \omega_1 M_{Z'} - \frac{M_{Y'}}{T_2} \quad (2.37)$$

$$\frac{dM_{Z'}}{dt} = -\omega_1 M_{Y'} - \frac{M_{Z'} - M_0}{T_1} \quad (2.38)$$

bağıntıları ile verilen Bloch denklemlerinden yararlanarak tanımlanabilir.

Eğer sistemde bir 90^0 atması uygular ve rezonans durumunda 90^0 atması kesilirse (2.36), (2.37), (2.38) denklemleri,

$$\frac{dM_{X'}}{dt} = -\frac{M_{X'}}{T_2} \quad (2.39)$$

$$\frac{dM_{Y'}}{dt} = -\frac{M_{Y'}}{T_2} \quad (2.40)$$

$$\frac{dM_{Z'}}{dt} = -\frac{M_{Z'} - M_0}{T_1} \quad (2.41)$$

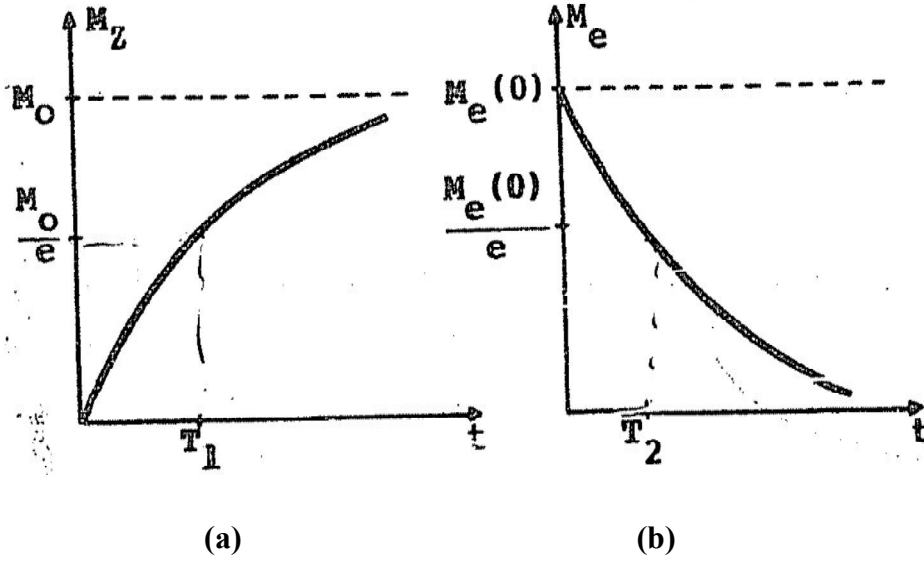
biçimini alırlar. 90^0 atmasının kesildiği anı $t=0$ olarak alalım.

Eğer $t=0$ 'da $M_Z=0$ seçilirse (2.41)'in çözümü,

$$M_Z = M_0(1 - e^{-t/T_1}) \quad (2.42)$$

olacaktır. Bu bağıntı, spin-örgü durulma zamanına özdeş olan boyuna durulma zamanı T_1 'i tanımlamaya yeter. Yani, 90^0 atması uygulandıktan sonra mıknatıslanma tümüyle (X' - Y') düzlemi içine döndüğü için $M_Z=0$ 'dır. $t=0$ 'da 90^0 atması kesildikten sonra M_Z 'nin yeniden M_0/e değerine ulaşması için geçen süreye T_1 boyuna durulma zamanı denir.

Bu şekilde 90^0 atması nedeni ile sıfıra düşen M_Z 'nin 90^0 atması kesildikten sonra yeniden M_0 denge durumundaki değerine ulaşması Şekil 2.10a'da görülmektedir. Bu eğri öte yandan, RF ya da MD kaynağından soğurulan enerjinin örgüye aktarılmasını belirlemektedir.



Şekil 2.10. 90° atması kesildikten sonra, a) M_z 'nin yeniden denge durumuna, b) M_e 'nin başlangıçtaki sıfır değerine ulaşması.

Ayrıca, $t = 0$ 'da yani, 90° atmasının kesildiği anda, mıknatıslanma vektörünün X' ve Y' doğrultularındaki $M_X(0)$ ve $M_Y(0)$ ise (2.39) ve (2.40) bağıntılarının çözümü;

$$M_X' = M_X'(0) e^{-t/T_2} \quad (2.43)$$

$$M_Y' = M_Y'(0) e^{-t/T_2} \quad (2.44)$$

olacaktır. O halde döner koordinat sisteminde toplam enine mıknatıslanmanın bir t anındaki değeri,

$$M_e = M_e(0) e^{-t/T_2} \quad (2.45)$$

olacaktır. Burada,

$$M_e(0) = \{(M_X'(0))^2 + (M_Y'(0))^2\}^{1/2}$$

dir. Spin-spin durulma zamanına özdeş olan enine durulma zamanı T_2 , 90° atması kesildikten sonra M_e 'nin $M_e(0)/e$ değerine düşmesi için geçen süre olarak tanımlanır. M_e 'nin üstel olarak sıfıra ulaşması Şekil 2.10b'de görülmektedir.

Böylece döner koordinatlarda spin sisteminin rezonans durumunda iken, üzerine uygulanan RF ya da MD alanı kesildikten sonra mıknatıslanma vektörünün davranışını incelemiştir olduk. Mıknatıslanma vektörünün aynı koşullar altında laboratuvar sistemindeki davranışı da incelenebilir. Örneğin $t=0$ 'da, M_e laboratuvar sisteminde X eksenine boyunca seçilmiş ise herhangi bir t anında enine bileşenlerin değeri, (2.43) ve (2.44) bağıntıları yardımı ile,

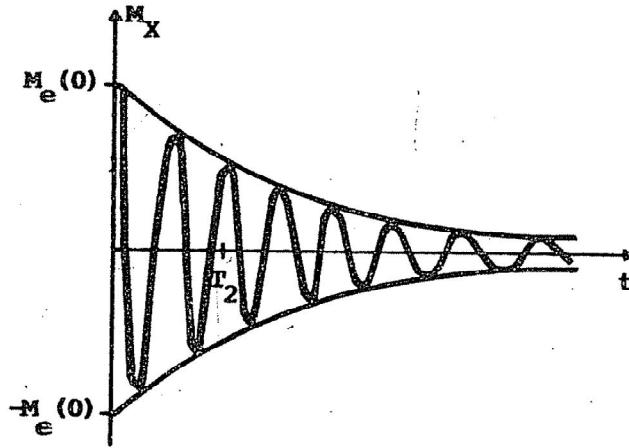
$$M_X = M_e(0)e^{-t/T_2} \cos \omega_0 t \quad (2.46)$$

$$M_Y = M_e(0)e^{-t/T_2} \sin \omega_0 t \quad (2.47)$$

ve boyuna bileşen (2.42) bağıntısında verildiği gibi,

$$M_Z = M_0(1 - e^{-t/T_1}) \quad (2.48)$$

olacaktır.



Şekil 2.11. 90° atması kesildikten sonra M_X bileşeninin zamanla değişimi

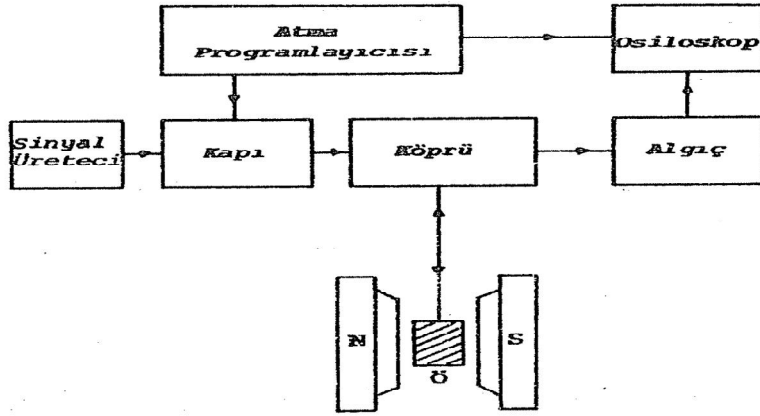
Demek ki, durulma süreçlerinin etkisinde kalan manyetik sistemin laboratuvar koordinatlarındaki hareketi, periyodik bir dönü hareketi yerine sönümlü bir harekettir. Örneğin laboratuvar sisteminde M_X bileşeninin zamana göre değişimi Şekil 2.11'de görüldüğü gibi, M_X eğrisinin zarfı $M_e(0)e^{-t/T_2}$ değerindeki genliği vermektedir.

2.3.2. Serbest İndüksiyon Bozunması (SİB)

Bir manyetik rezonans spektrometresinin yapısını ve onu oluşturan bileşenlerin bazı özelliklerini, RF ya da MD alanının sürekli dalga biçiminde uygulandığını biliyoruz. Başka bir deyişle, SD tekniğinde mıknatıslanma vektörünün davranışı, manyetik sistem üzerine RF ya da MD alanı sürekli bir biçimde uygulanarak incelenir.

Oysa mıknatıslanma vektörünün davranışı, manyetik sistem üzerine, özellikleri, 90^0 - ya da 180^0 - Atması'nı bir süre için uygulayıp kestikten sonra da incelenebilir. Örneğin bir manyetik sistem üzerine kısa bir süre için 90^0 - Atması uygulanır ve bu süre sonunda 90^0 - Atması kesilirse, RF ya da MD alanının yokluğunda, mıknatıslanma vektörünün M_X ve M_Y bileşenleri bozunma ve M_Z bileşeni de başlangıçtaki ısıl denge durumundaki değerini alacak şekilde yeniden kurulma eğilimi gösterir.

İşte manyetik sistem üzerine kısa sürelerle 90^0 -ya da 180^0 - Atması uygulayarak, atmanın kesilmesinden sonra mıknatıslanma vektörünün davranışını incelemeye yarayan spektrometre türüne **Atmalı Spektrometre** denir. Böyle bir spektrometre ana bileşenleri ile Şekil 2.12'de görülmektedir.

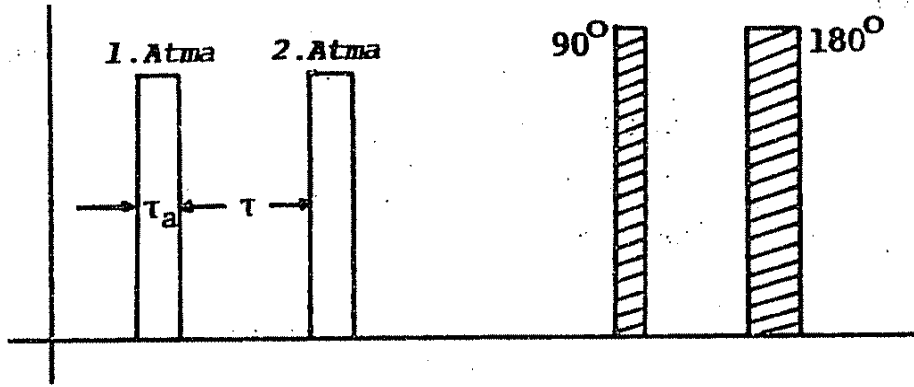


Şekil 2.12. Bir Atmalı Spektrometrede ana bileşenler.

Sinyal üretici SD RF ya da MD enerjisi üreten bir üretçidir. Bunun çıkışında bulunan kapı devresi, programlayıcı devresi ile birlikte istenilen genişlikte ve istenilen aralıkta atma üretir (Şekil 2.13). Böyle bir atma, genel olarak,

$$\tau_a = 2\pi/\gamma H_1 \quad (2.49)$$

bağıntısı ile tanımlanan atma genişliği ya da atmanın uygulama süresi ile iki atma arasında geçen τ zamanlarıyla belirlenir. Buna göre bir 90° - Atması ile 180° - Atması arasındaki fark Şekil 2.13’de görüldüğü gibi atma genişliğinin, 180° - Atmasında 90° Atmasındakinin iki katı olmasıdır.



Şekil 2.13. Bir atmanın belirgin özellikleri

Atmalı bir spektrometrede uygulanan 90° - ya da 180° - Atmalarında aranan ilk özellik,

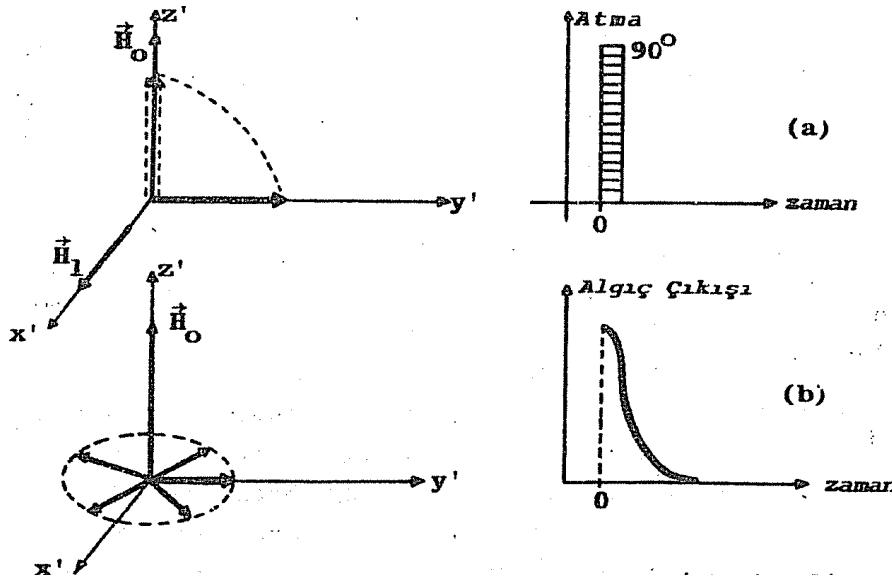
$$\tau_a \ll T_1, T_2 \quad (2.50)$$

olmasıdır. Böyle bir varsayımla manyetik sistemin serbest olması sağlanır. Yani atmanın manyetik sisteme uygulandığı sürece durulma süreçlerinin etkisi göz ardı edilir. Örneğin 90° - Atmasının kesilmesinden sonra (XY) düzlemindeki mıknatıslanma T_2 'ye bağlı bir üstel bozunma gösterir. Bu bozunma döner koordinat sisteminde, 2.45 bağıntısı ile verilen M_e 'nin üstel olarak bozunması ile ölçülür. Aynı bozunma laboratuvar sisteminde de (2.46) ve (2.47) bağıntıları ile verilen M_x ya da M_y bileşenlerinin bozunması ile ölçülür. M_x 'in bu şekilde bozunması daha önce incelenmişti (Bkz. Şekil 2.10).

(XY) düzleminde dönen mıknatıslanma, bu düzleme bir alıcı makara yerleştirildiğinde makarada ω_0 frekansında bir sinyal üretir. Böyle bir düzenekle, M_x 'in bozunması (Şekil 2.10'da görülen) gözlemlenebilir ve buradan da T_2 durulma zamanı

saptanabilir. Böyle bir yöntemle M_x bileşeninin gözlenmesi Bloch tarafından ileri sürülen çift makara düzeneği ya da alışlagelmiş adıyla çekirdek indüksiyonu ile mıknatıslanmanın incelenmesi yöntemine benzemektedir. Algılama işlemi, atma kesildikten sonra yapıldığı için bu yöntem **Serbest İndüksiyon Bozunması** (Kısaca SİB) olarak bilinir.

İncelenen örnek tek tip spinden oluşmuş ve atma tam rezonans frekansında uygulanmışsa, SİB sinyali saf üstel olarak azalan bir fonksiyondur (Şekil 2.14). $t=0$ anında spin sistemine 90° - Atması uygulanır, mıknatıslanma vektörü tümü ile Y' doğrultusuna gelince 90° - Atması kesilir (Şekil 2.14a). Atma kesildikten sonra $M_{Y'}$ nün serbest olarak bozunması, $M_{Y'}$ eksenine konan bir alıcı makara yardımıyla bir SİB sinyali olarak gözlenir (Şekil 2.14b).



Şekil 2.14. Bir Serbest İndüksiyon Bozunması (SİB) sinyali

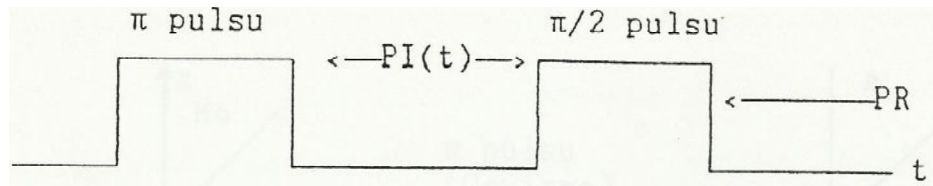
SİB sinyalinin üstel olarak bozunmasının belirgin özelliği T_2 durulma zamanı olduğu için bu sinyalden yararlanarak T_2 bulunabilir. Ancak spin sistemine uygulanan dış manyetik alan yeterince homojen değilse SİB sinyalinin bozunma zaman sabiti,

$$\frac{1}{T_2^*} = 1/T_2 + 1/2\gamma\Delta H \quad (2.51)$$

bağıntısı uyarınca ortaya çıkar. Burada ΔH dış manyetik alandaki homojensizliğin bir ölçüsüdür.

2.3.3. Inversion Recovery Yöntemi

Bir 90° pulsunu izleyen FID serbest presesyon bozunum sinyali $180^\circ - \tau - 90^\circ$ puls adımları kullanılmak suretiyle elde edilir. Böyle bir adım Şekil 2.15’de görülmektedir.



Şekil 2.15. Inversion Recovery puls adımının gösterimi

Inversion Recovery metodu kullanıldığı zaman elde edilen manyetizasyon vektörlerinin zaman gelişimi ise Şekil 2.16’da çizilmiştir. Buradaki adımlar şöyle açıklanabilir: π pulsusu termal dengedeki M_0 manyetizasyonuna eklenerek M_0 , 180° döndürülür ve $-M_0$ (b)’ye dönüştürülür. Bunu takiben M_0 (b), (a)’daki denge koşullarına döner. t_1 kadar bir zaman (puls aralığı) geçtikten sonra, manyetizasyon vektörü c_1 (M_{t_1}) olur. Bu anda 90° pulsusu uygulamak suretiyle manyetizasyon x-y düzlemine döndürülür ve d_1 sinyali olarak gözlenir. Aynı işlem $t_1 < t_2 < t_3 < 5t_1$ koşullarına uyan çeşitli t ’ler için tekrarlanırsa c_1, c_2, c_3 manyetizasyon vektörleri ya da d_1, d_2, d_3 sinyalleri gözlenir. Sinyaller t zaman aralığı cinsinden çizilirse Şekil 2.17 elde edilir. Manyetizasyon vektörü,

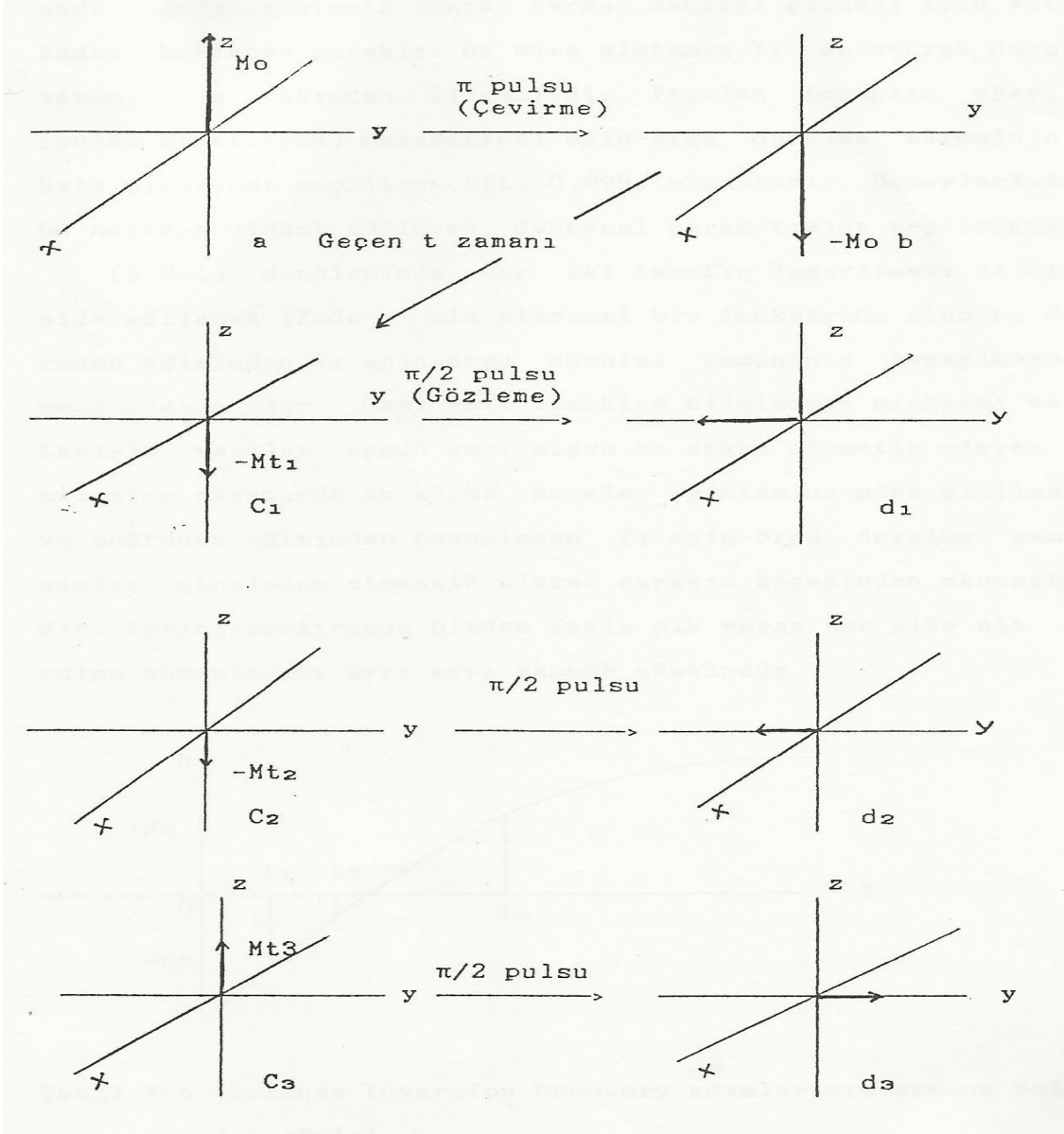
$$M_t = M_0 \{1 - 2e^{-t/T_1}\} \quad (2.52)$$

denkleme göre değişmektedir. Bu değişim denklemi 180° pulsusu ile $-z$ ’ye döndürülmüş bulunan $-M_0$ ’in denge durumuna geri gelmesi sürecine uyduğu,

$$dM_z/dt = -(M_z - M_0)/T_1$$

2. KAYNAK ÖZETLERİ

diferansiyel denklemin çözümü ile bulunur.

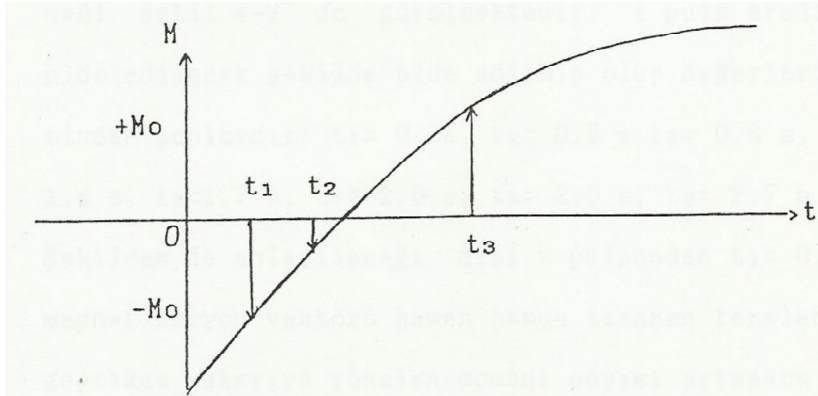


Şekil 2.16. Inversion Recovery metoduna göre manyetizasyon vektörü M 'nin davranışı

Manyetizasyon vektörleri $\pi/2$ pulsu yardımı ile x-y düzlemine döndürüldüğünde öncelikle FID sinyali gözlenir. Bu FID sinyali Şekil 2.18'de görüldüğü gibi zamanla serbestçe bozunur ve sinyal frekans ölçeğinde gözlenir.

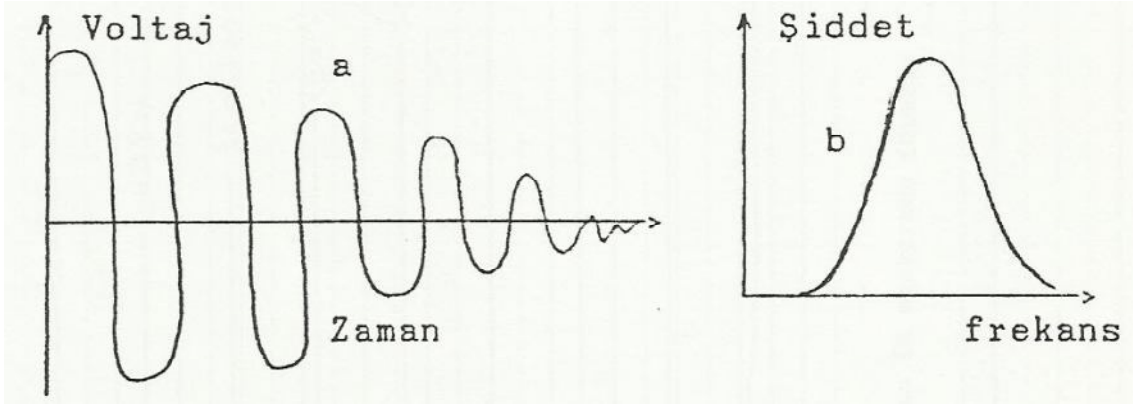
Bir puls adımı uyguladıktan sonra ikinci bir adımı uygulamadan önce sistemin tekrar termal dengeye gelmesi için yeteri kadar beklemek gerekir. Bu süre sistemin T_1 spin-örgü durulma zamanı ile yakından ilişkilidir. Yapılan hesaplar eğer, PR (Pulse Repetition) parametresi spin-örgü durulma süresinin 5 katı civarında seçilirse $M(t)=0,99 M_0$ olmaktadır.

(2.52) denkleminde her iki tarafın logaritması alınırsa elde edilecek ifade t 'nin çizgisel bir fonksiyonu olup bu doğrunun eğiminden T_1 spin-örgü durulma zamanının hesaplanabilmesi mümkün olur. Özel Auto Stacking bilgisayar programı vasıtasıyla veriler uygun seçilmişse bu doğru otomatik olarak osiloskop ekranında en küçük kareler yöntemine göre çizilmekte ve doğrunun eğiminden hesaplanan T_1 spin-örgü durulma zamanı saniye cinsinden otomatik olarak ekranın köşesinden okunmaktadır. Ayrıca spektrumda birden fazla pik varsa her pike ait durulma zamanlarını ayrı ayrı okumak mümkündür.



Şekil 2.17. Gözlenen Inversion Recovery adımlarının zamana bağlılık eğrisi

Bu mıknatıslanmanın şiddetinin zamana göre değişimidir. Çünkü kendisini oluşturan neden (RF atması) ortadan kalkmıştır. Gerçekte Şekil 2.18'de görülen bozunma bir NMR spektrumu değildir. Ancak bu FID sinyali Fourier dönüşümleri uygulanarak zamandan bağılıktan frekansa bağılığa dönüştürülür ve sinyal frekans ölçeğinde gözlenir.



Şekil 2.18. a) NMR sinyalinin serbestçe bozunması, b) Bir NMR spektrumu

3. MATERYAL ve METOT

3.1. Örneğin Hazırlanması

Bu çalışma, 400 MHz AVANCE BRUKER NMR cihazında gerçekleştirildi. Ölçümlerde kullanılan D₂O Merck firmasından satın alındı. Aşağıda belirtilen oranlarda hazırlanan H₂O-D₂O çözeltileri, 5 mm çapındaki NMR tüpüne alınarak, her bir ölçümün Free Induction Decay (FID) sinyalleri elde edildi. Ayrıca puls tekrarlanma zamanları da değiştirilerek, sinyal üzerindeki etkisi gözlemlendi.

3.2. Deneyin Yapılışı

- Birinci ölçümde sadece D₂O çözeltisi kullanılarak;

√ Puls tekrarlanma zamanı 2 ms-200 ms arasında ikişer arttırılarak, 100 değer için D₂O çözeltisinin FID sinyali elde edildi (Şekil 4.1).

√ D₂O çözeltisine, 0.2 g albümin katarak (puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000 ms arasında yirmişer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.2).

√ D₂O çözeltisindeki albümin sabit tutulup, sadece puls tekrarlanma zamanı değiştirilerek (200 ms-20000 ms arasında iki yüzer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.3).

- İkinci ölçümde 0.05 ml H₂O-D₂O çözeltisi kullanılarak;

√ 0.2 g albümin katarak (puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000 ms arasında yirmişer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.4).

√ Albümin sabit tutulup, sadece puls tekrarlanma zamanı değiştirilerek (150 ms-15000 ms arasında yüz ellişer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.5).

- Üçüncü ölçümde, 0.1 ml H₂O-D₂O çözeltisi kullanılarak;

√ Puls tekrarlanma zamanı 2 ms-200 ms arasında ikişer arttırılarak 100 değer için H₂O-D₂O çözeltisinin FID sinyali elde edildi (Şekil 4.6).

√ Puls tekrarlanma zamanı değiştirilerek (5000 ms-50000 ms arasında beş yüzer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.7).

√ 0.05 g albümin katarak (puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000 ms arasında yirmişer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.8).

√ Albümin sabit tutulup, sadece puls tekrarlanma zamanı değiştirilerek (300 ms-3000 ms arasında otuzar arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.9).

√ Yine albümin sabit tutulup, sadece puls tekrarlanma zamanı değiştirilerek (400 ms-40000 ms arasında dört yüzer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.10).

√ 0.1 g albümin katarak (puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000 ms arasında yirmişer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.11).

√ Albümin sabit tutulup, sadece puls tekrarlanma zamanı değiştirilerek (250 ms-25000 ms arasında iki yüz ellişer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.12).

√ 0.15 g albümin katarak (puls tekrarlanma zamanı 130 ms-13000 ms arasında yüz otuzar arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.13).

√ 0.2 g albümin katarak (puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000 ms arasında yirmişer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.14).

√ Albümin sabit tutulup, sadece puls tekrarlanma zamanı değiştirilerek (100 ms-10000 ms arasında yüzer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.15).

√ Yine albümin sabit tutulup, sadece puls tekrarlanma zamanı değiştirilerek (80 ms-8000 ms arasında seksener arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.16).

√ 0.3 g albümin katarak (puls tekrarlanma zamanı 2 ms-200 ms arasında ikişer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.17).

- Dördüncü ölçümde, 0.15 ml H₂O-D₂O çözeltisi kullanılarak;

√ 0.2 g albümin katarak (puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000 ms arasında yirmişer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.18).

√ Albümin sabit tutulup, sadece puls tekrarlanma zamanı değiştirilerek (100 ms-10000 ms arasında yüzer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.19).

- Beşinci ölçümde, 0.2 ml H₂O-D₂O çözeltisi kullanılarak;

√ 0.2 g albümin katarak (puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000 ms arasında yirmişer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.20).

√ Albümin sabit tutulup, sadece puls tekrarlanma zamanı değiştirilerek (100 ms-10000 ms arasında yüzer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.21).

√ Yine albümin sabit tutulup, sadece puls tekrarlanma zamanı değiştirilerek (150 ms-15000 ms arasında yüz ellişer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.22).

- Altıncı ölçümde, 0.3 ml H₂O-D₂O çözeltisi kullanılarak;

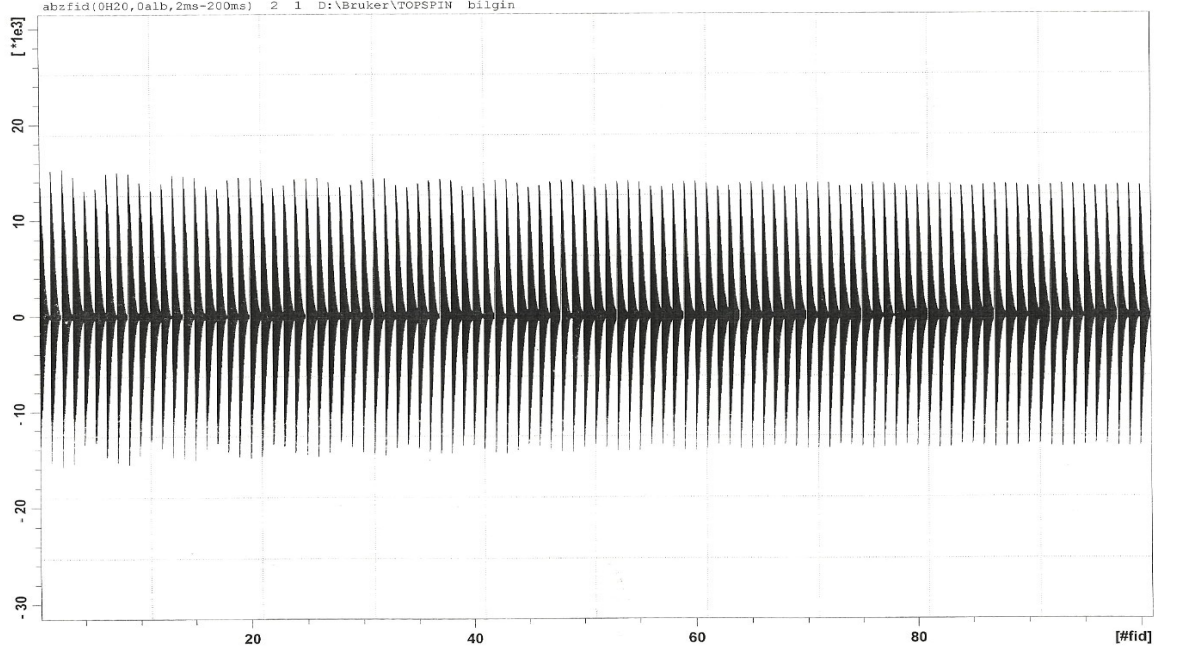
√ 0.2 g albümin katarak (puls tekrarlanma zamanı 20 ms-2000 ms arasında yirmişer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.23).

√ Albümin sabit tutulup, sadece puls tekrarlanma zamanı değiştirilerek (100 ms-10000 ms arasında yüzer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.24).

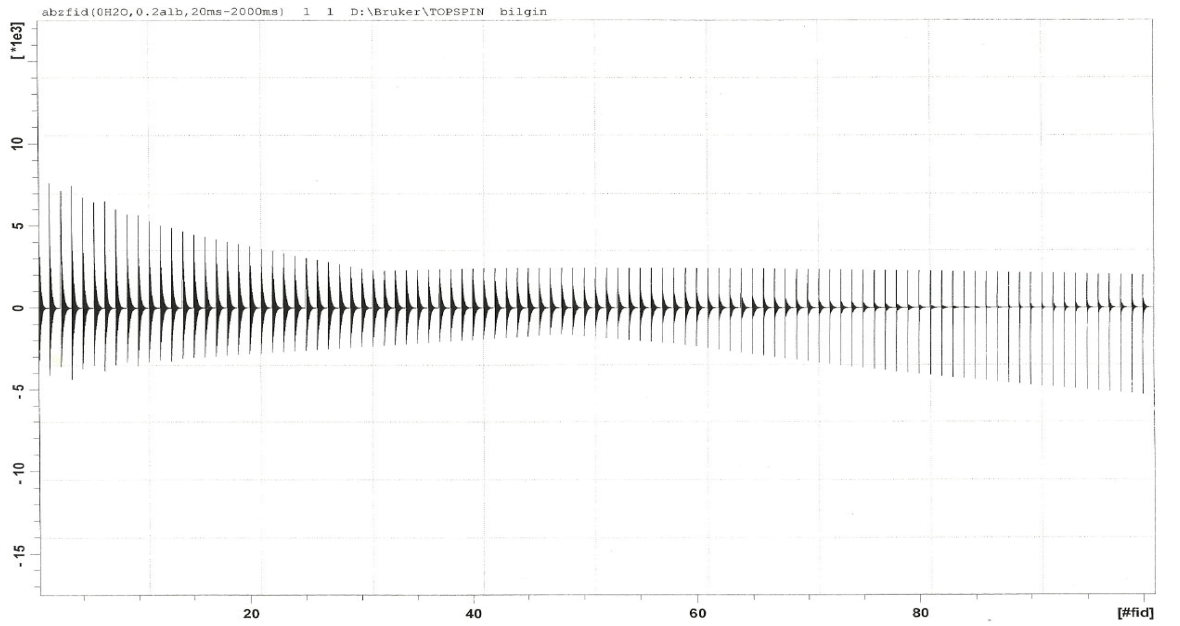
√ Yine albümin sabit tutulup, sadece puls tekrarlanma zamanı değiştirilerek (150 ms-15000 ms arasında yüz ellişer arttırılarak 100 değer alındı) FID sinyali elde edildi (Şekil 4.25).

4. BULGULAR ve TARTIŞMA

Çalışmamızda kullandığımız örnekler için elde ettiğimiz FID spektrumları aşağıda gösterilmiştir.

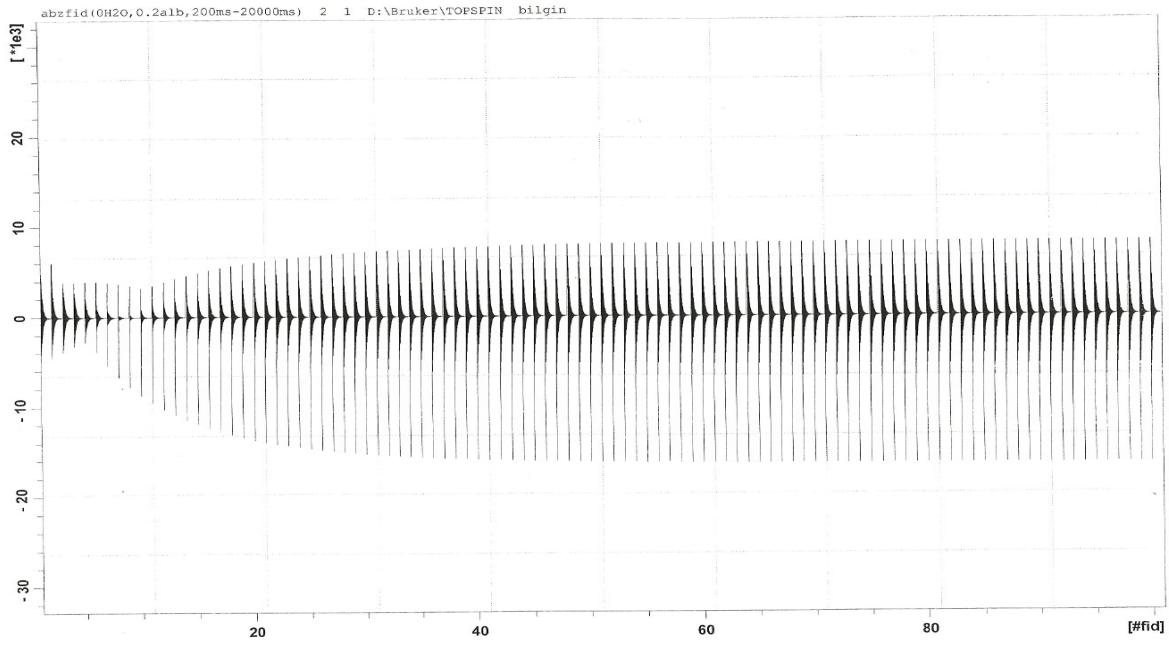


Şekil 4.1: 0 ml H₂O ve 0 g Albümin (2 ms-200 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

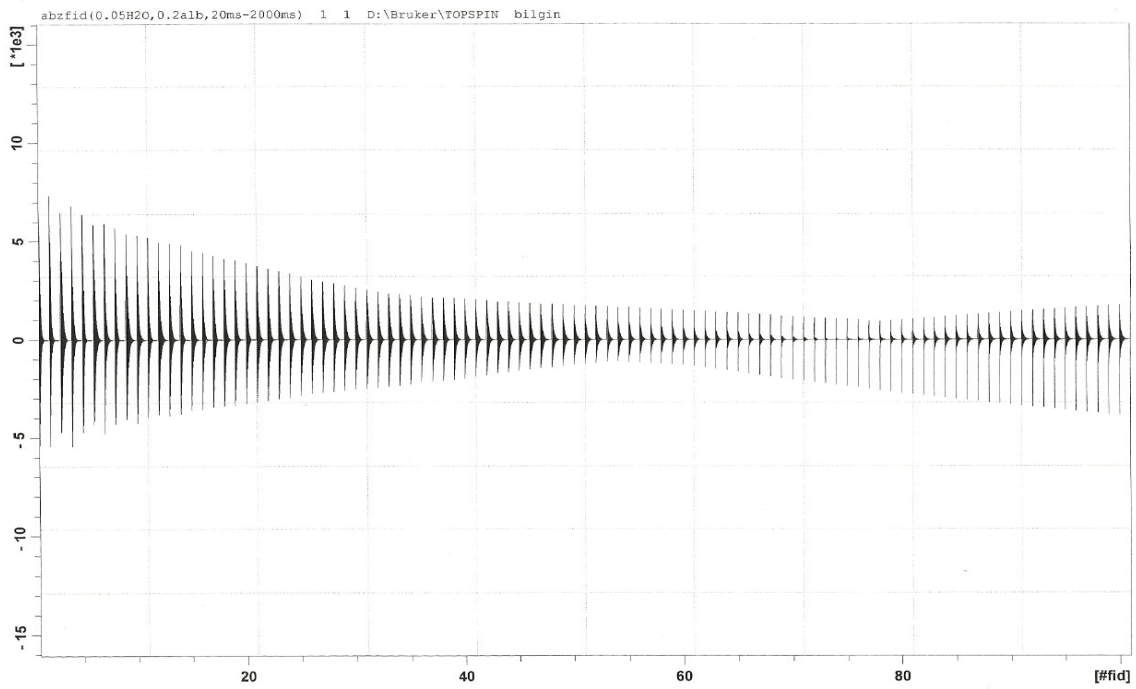


Şekil 4.2: 0 ml H₂O ve 0,2 g Albümin (20 ms-2000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

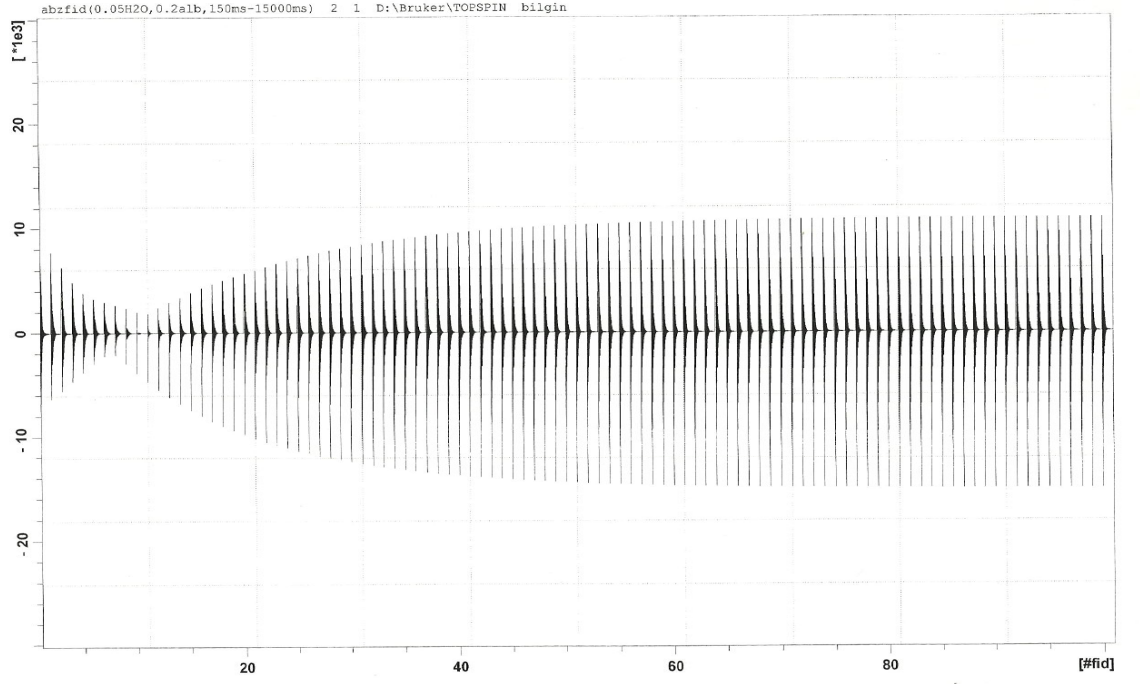
4. BULGULAR ve TARTIŞMA



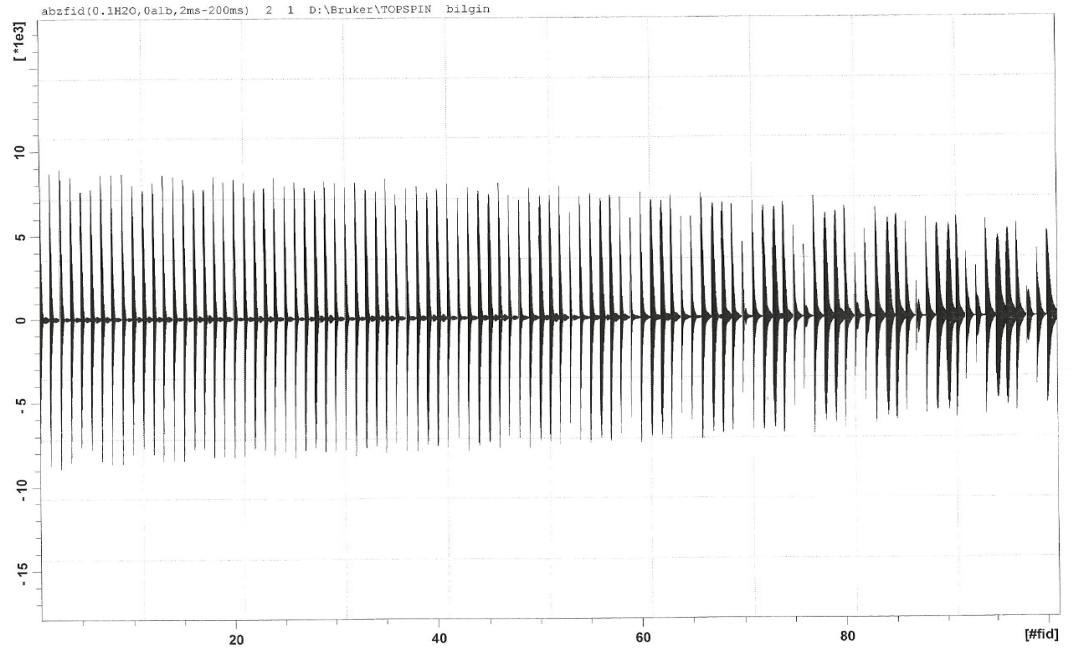
Şekil 4.3: 0 ml H₂O ve 0,2 g Albümin (200 ms-20000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu



Şekil 4.4: 0,05 ml H₂O ve 0,2 g Albümin (20 ms-2000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

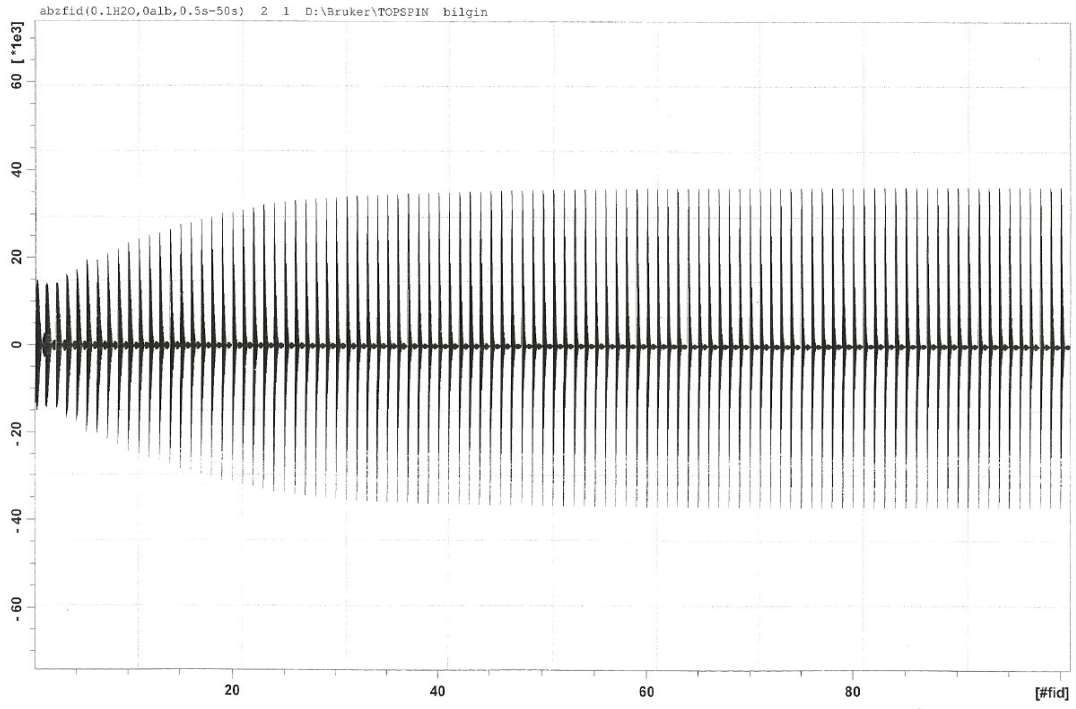


Şekil 4.5: 0,05 ml H₂O ve 0,2 g Albümin (150 ms-15000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

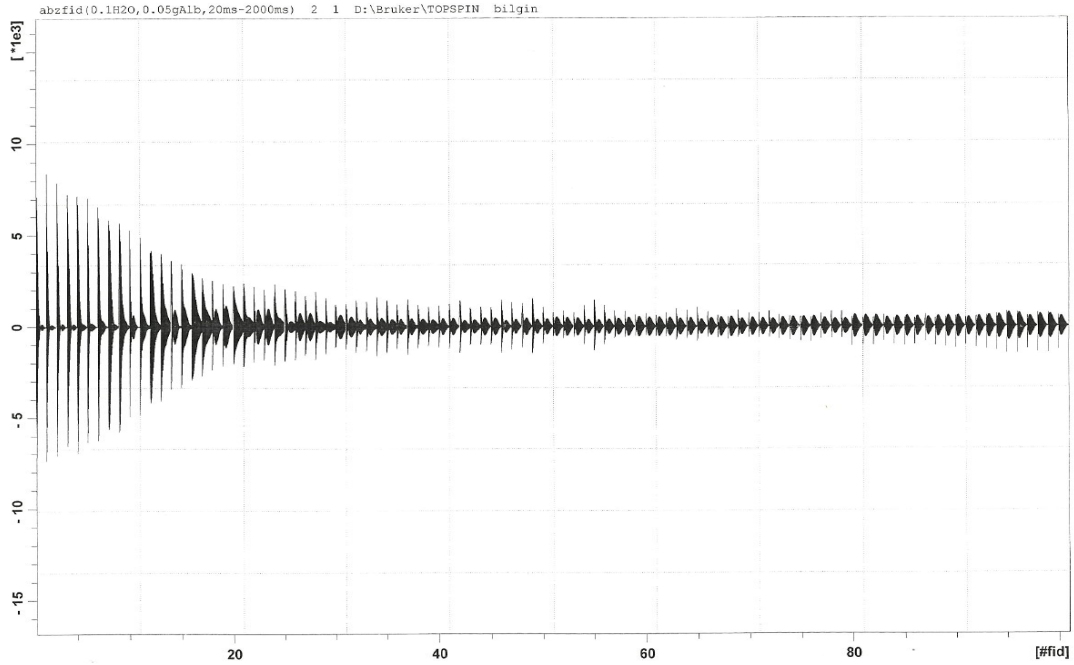


Şekil 4.6: 0,1 ml H₂O ve 0 g Albümin (2 ms-200 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

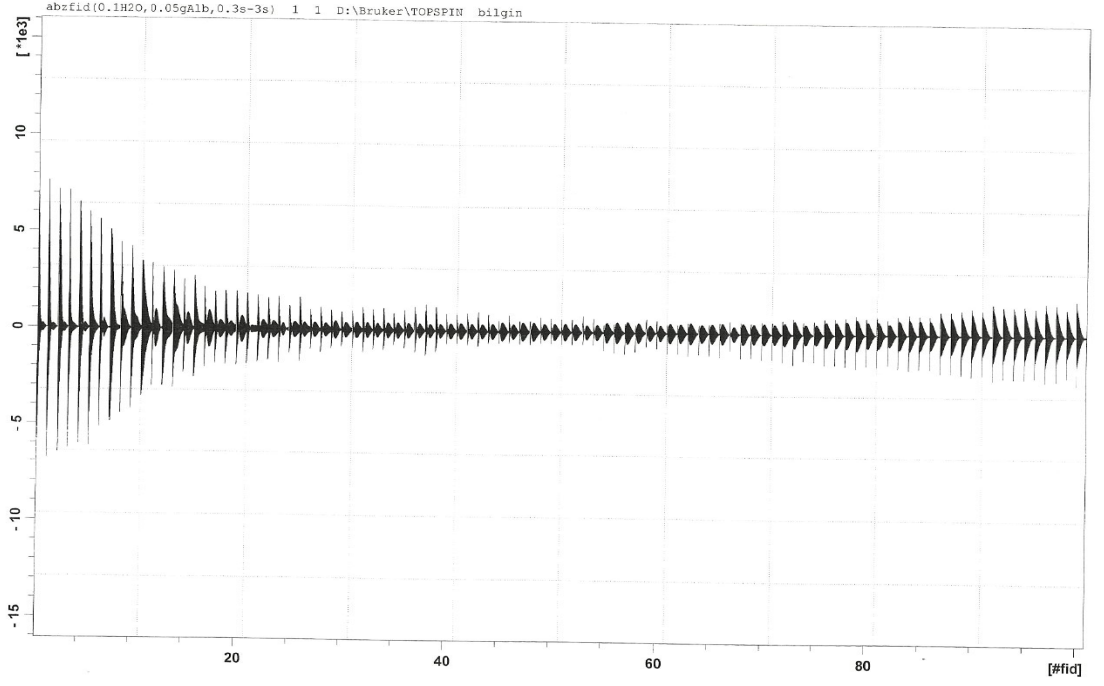
4. BULGULAR ve TARTIŞMA



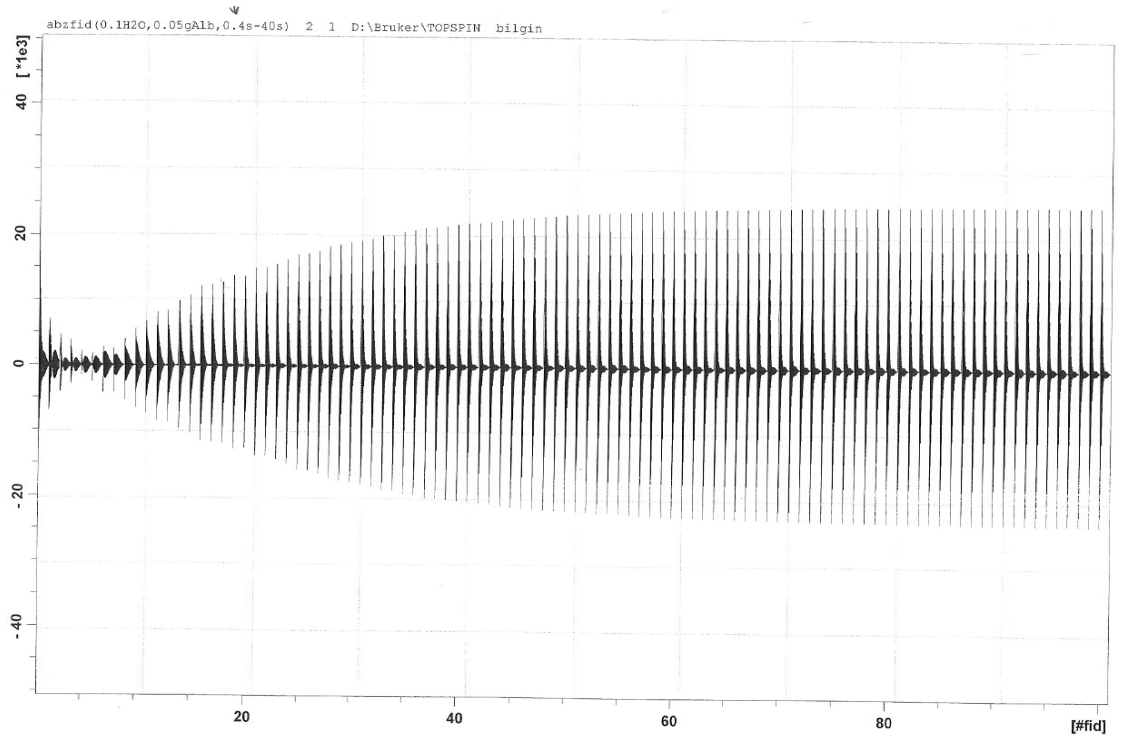
Şekil 4.7: 0,1 ml H₂O ve 0 g Albümin (500 ms-50000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu



Şekil 4.8: 0,1 ml H₂O ve 0,05 g Albümin (20 ms-2000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

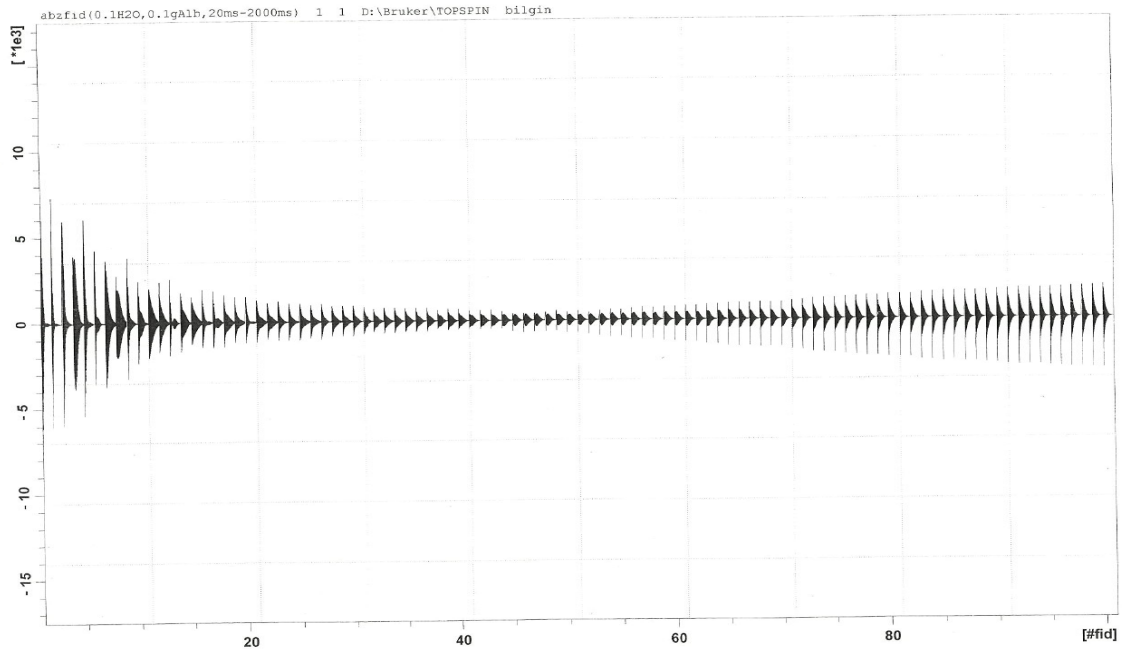


Şekil 4.9: 0,1 ml H₂O ve 0,05 g Albümin (300 ms-3000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

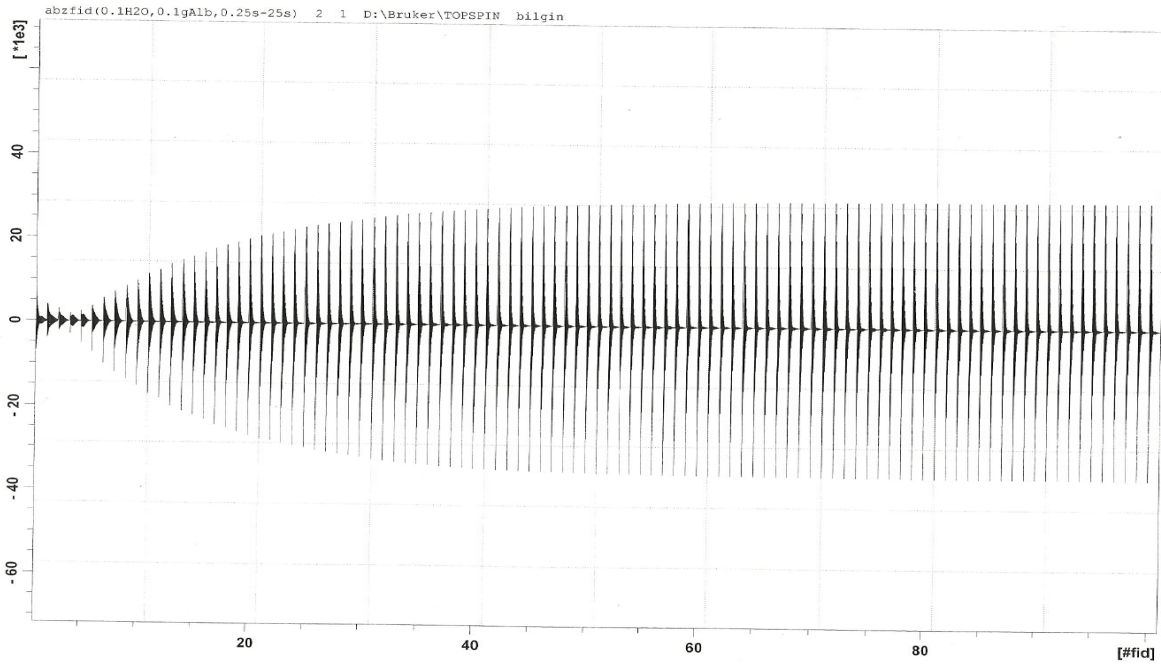


Şekil 4.10: 0,1 ml H₂O ve 0,05 g Albümin (300 ms-30000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

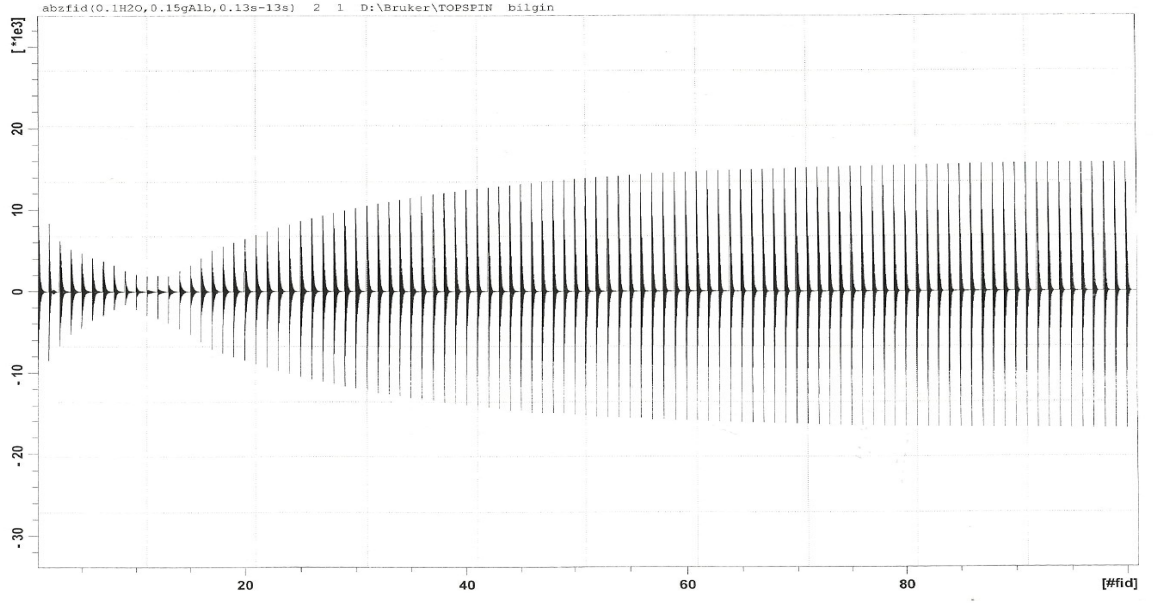
4. BULGULAR ve TARTIŞMA



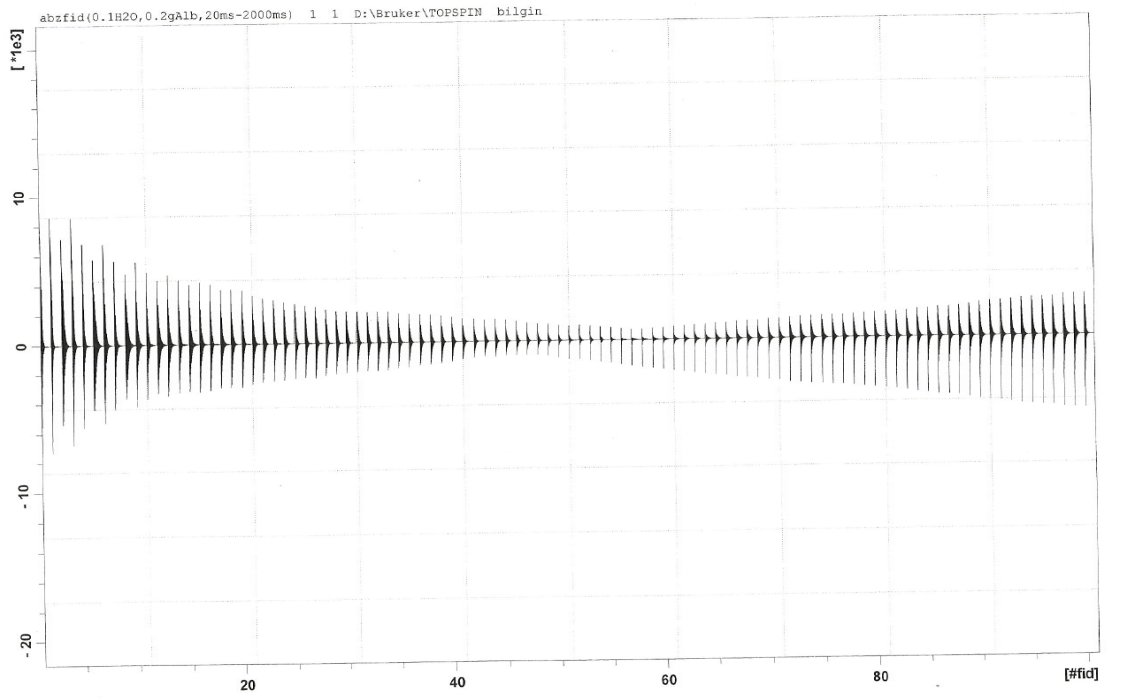
Şekil 4.11: 0,1 ml H₂O ve 0,1 g Albümin (20 ms-2000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu



Şekil 4.12: 0,1 ml H₂O ve 0,1 g Albümin (250 ms-25000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

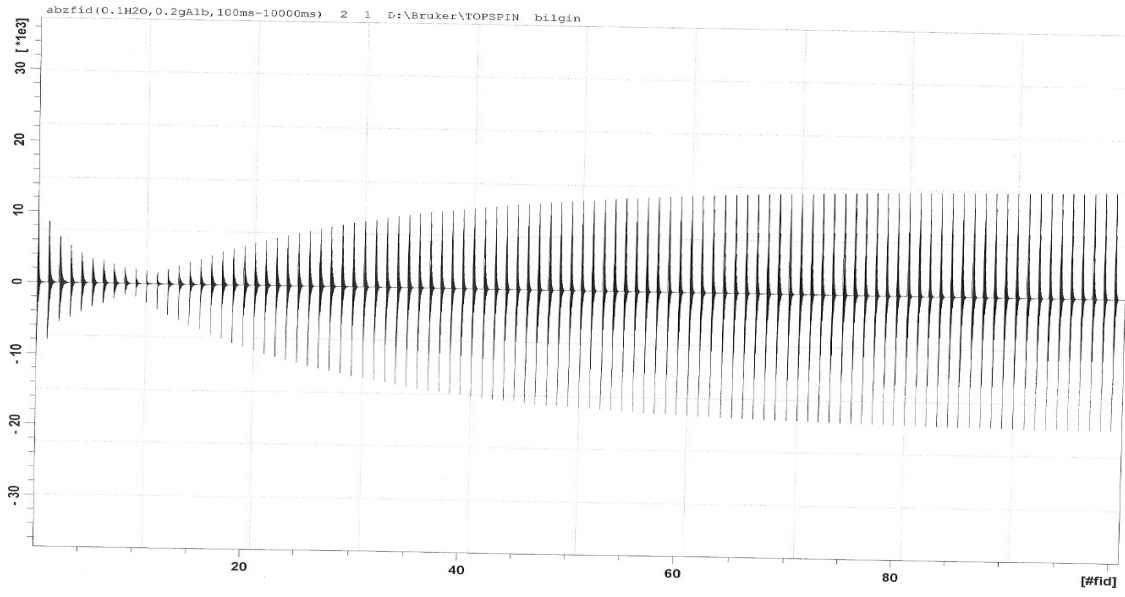


Şekil 4.13: 0,1 ml H₂O ve 0,15 g Albümin (130 ms-13000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

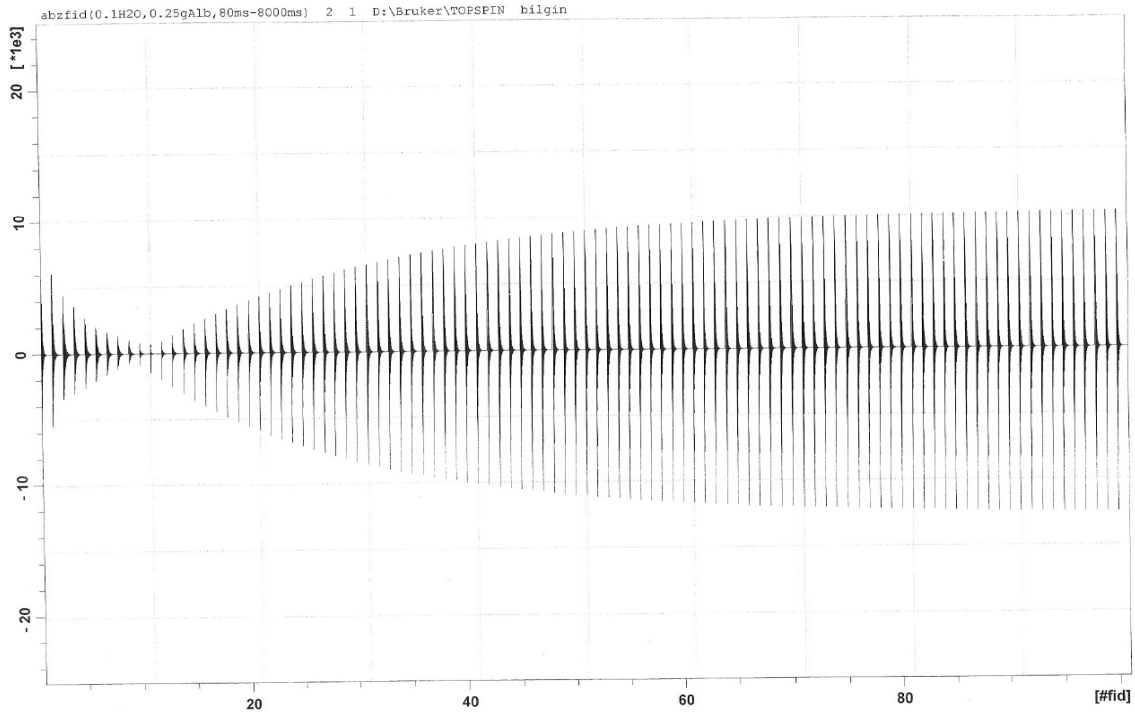


Şekil 4.14: 0,1 ml H₂O ve 0,2 g Albümin (20 ms-2000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

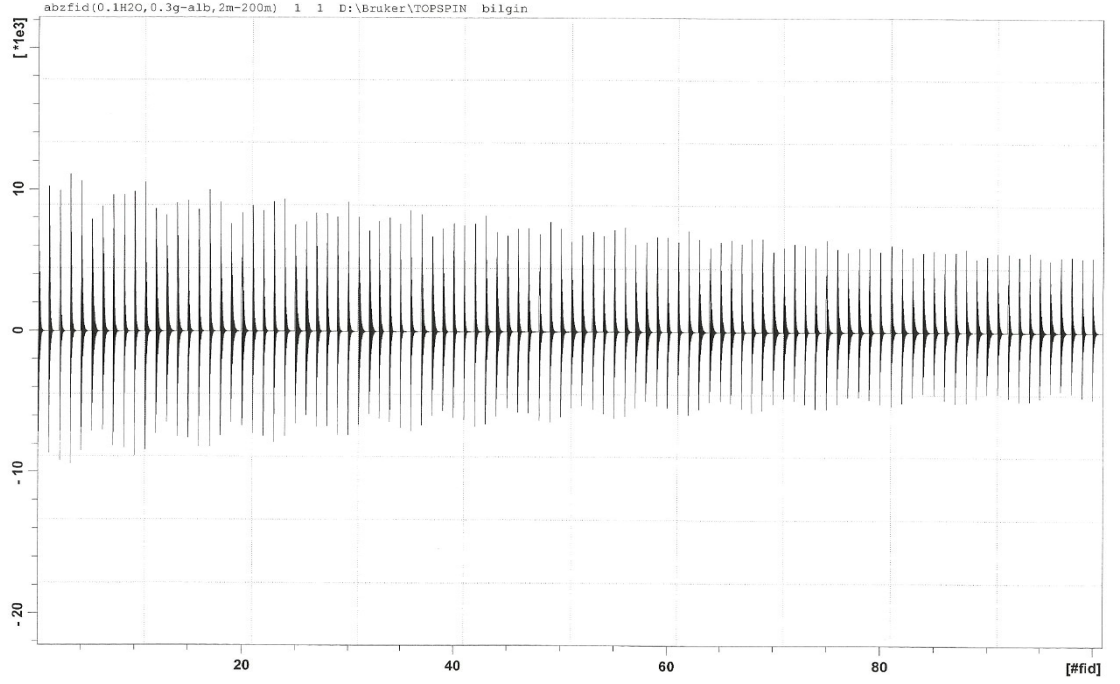
4. BULGULAR ve TARTIŞMA



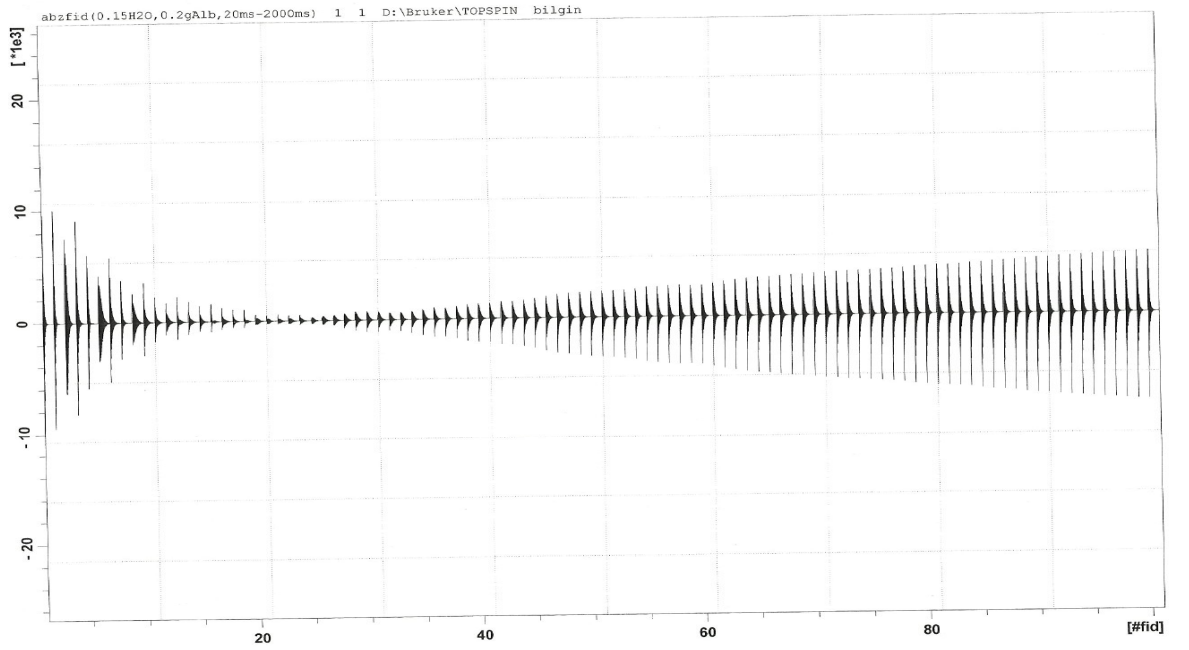
Şekil 4.15: 0,1 ml H₂O ve 0,2 g Albümin (100 ms-10000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu



Şekil 4.16: 0,1 ml H₂O ve 0,25 g Albümin (80 ms-8000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

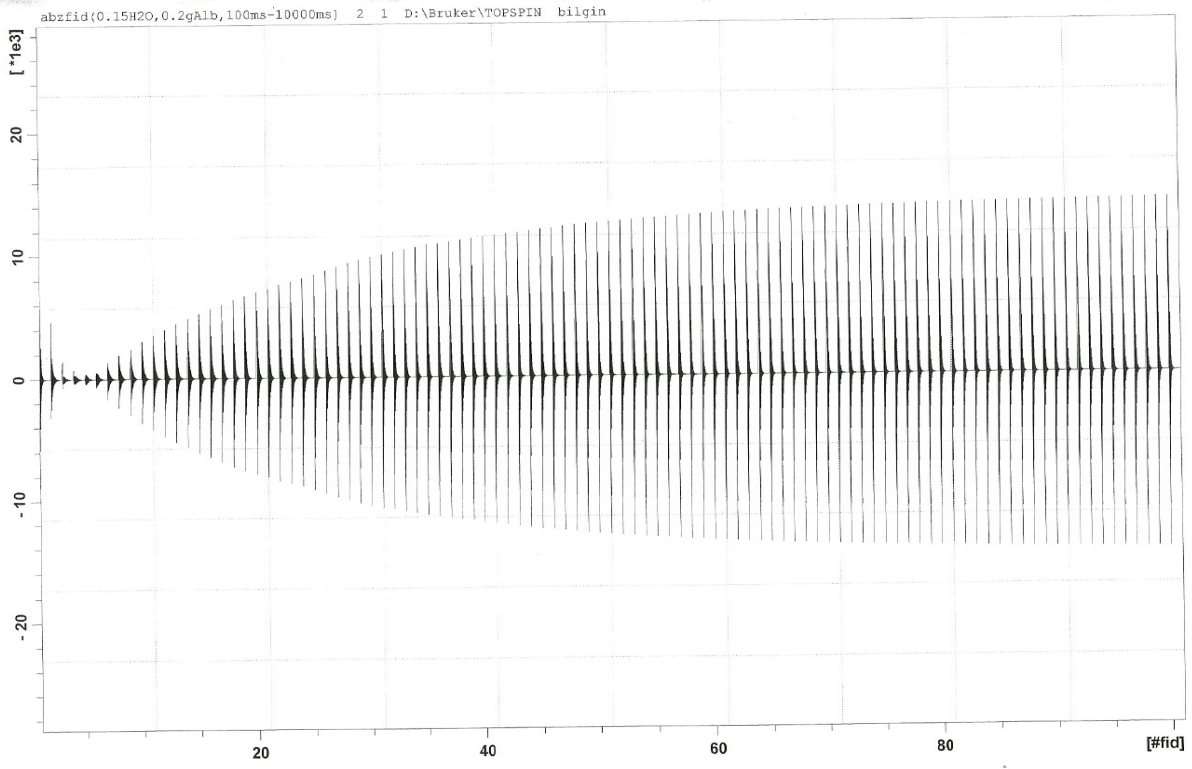


Şekil 4.17: 0,1 ml H₂O ve 0,3 g Albümin (2 ms-200 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

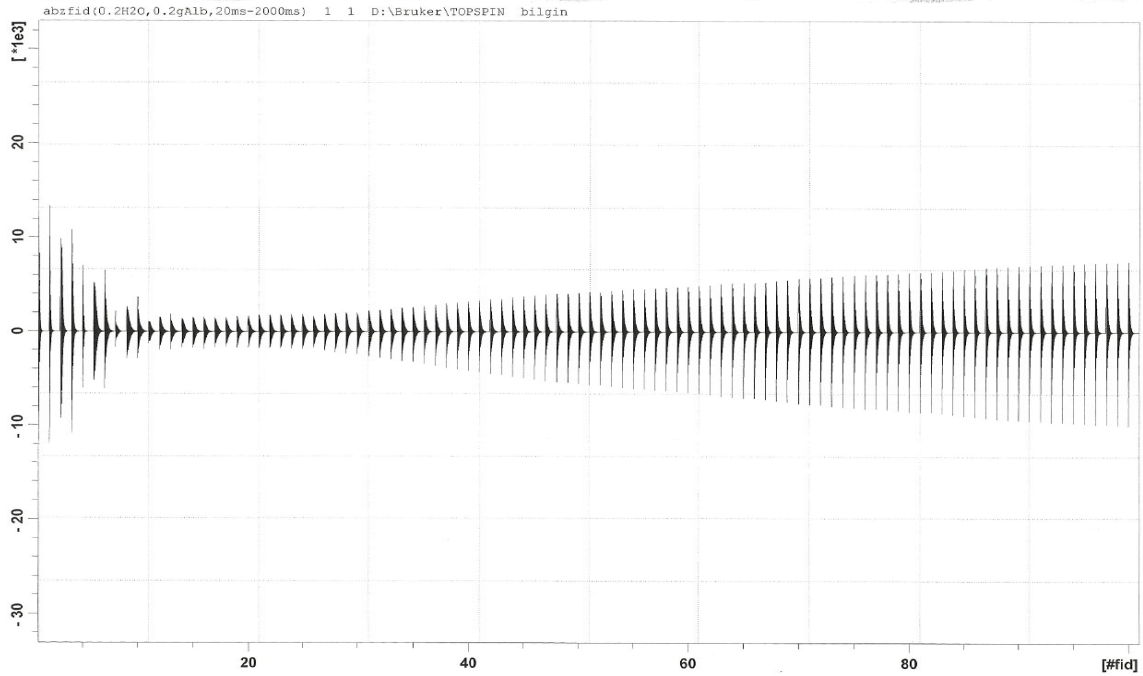


Şekil 4.18: 0,15 ml H₂O ve 0,2 g Albümin (20 ms-2000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

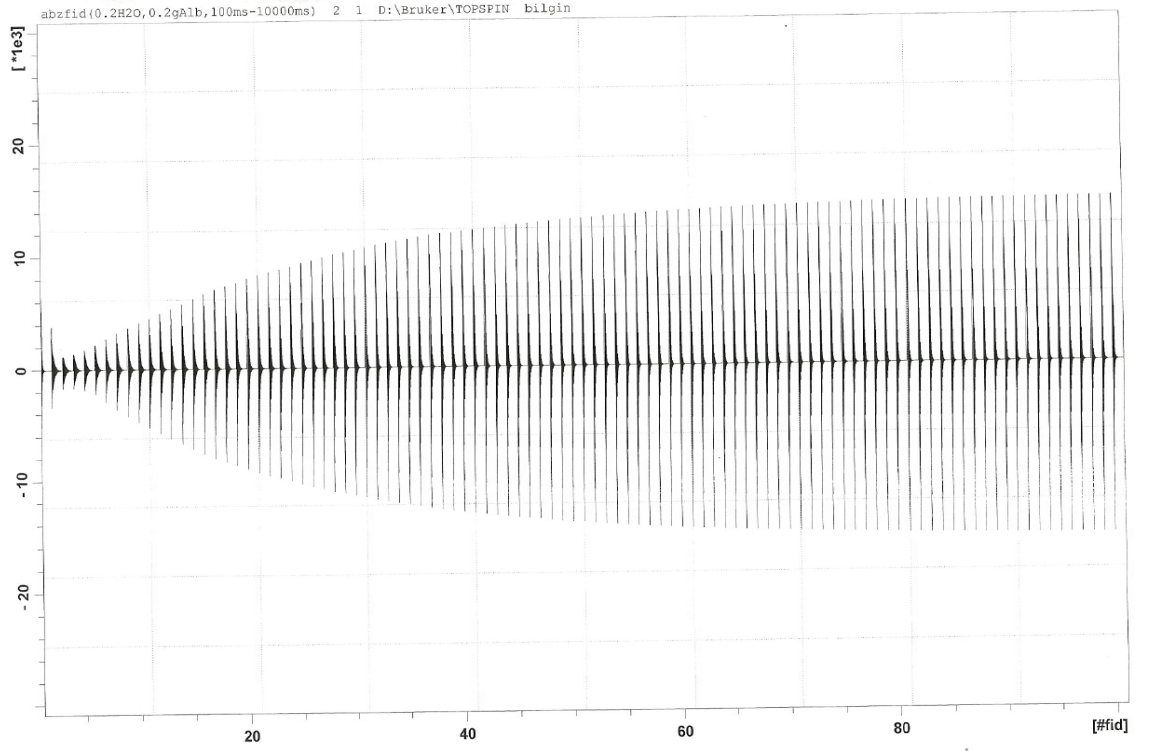
4. BULGULAR ve TARTIŞMA



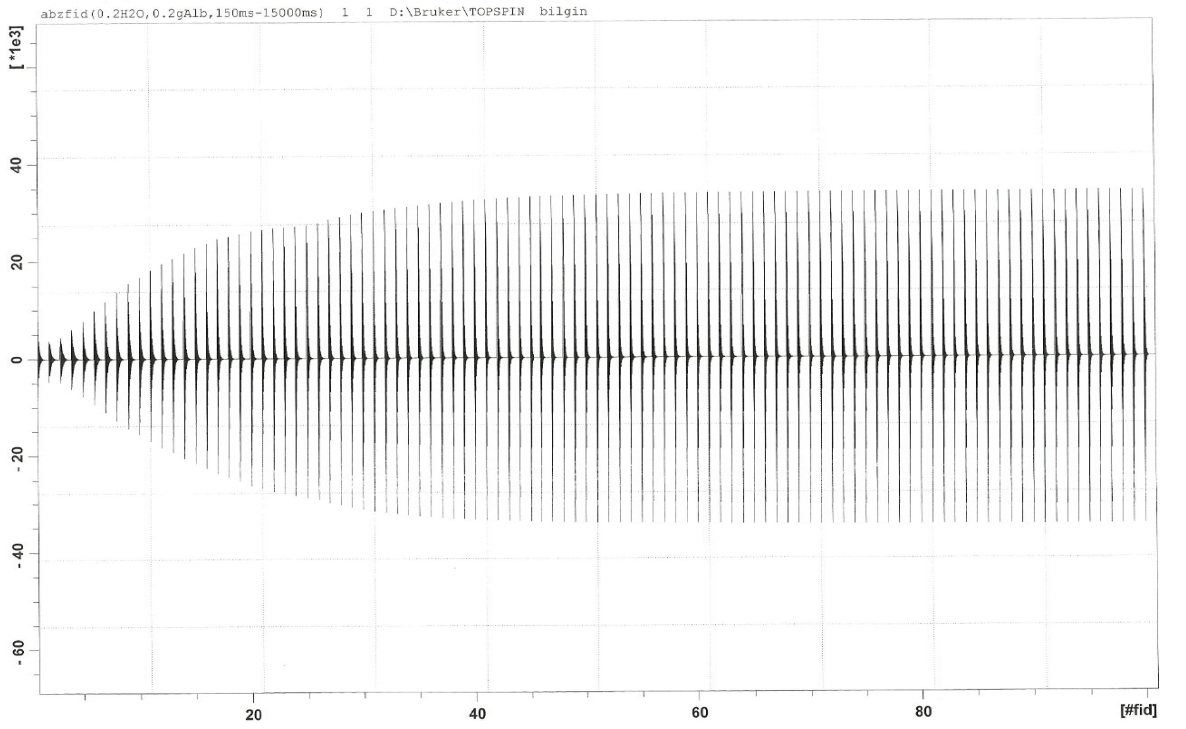
Şekil 4.19: 0,15 ml H₂O ve 0,2 g Albümin (100 ms-10000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu



Şekil 4.20: 0,2 ml H₂O ve 0,2 g Albümin (20 ms-2000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

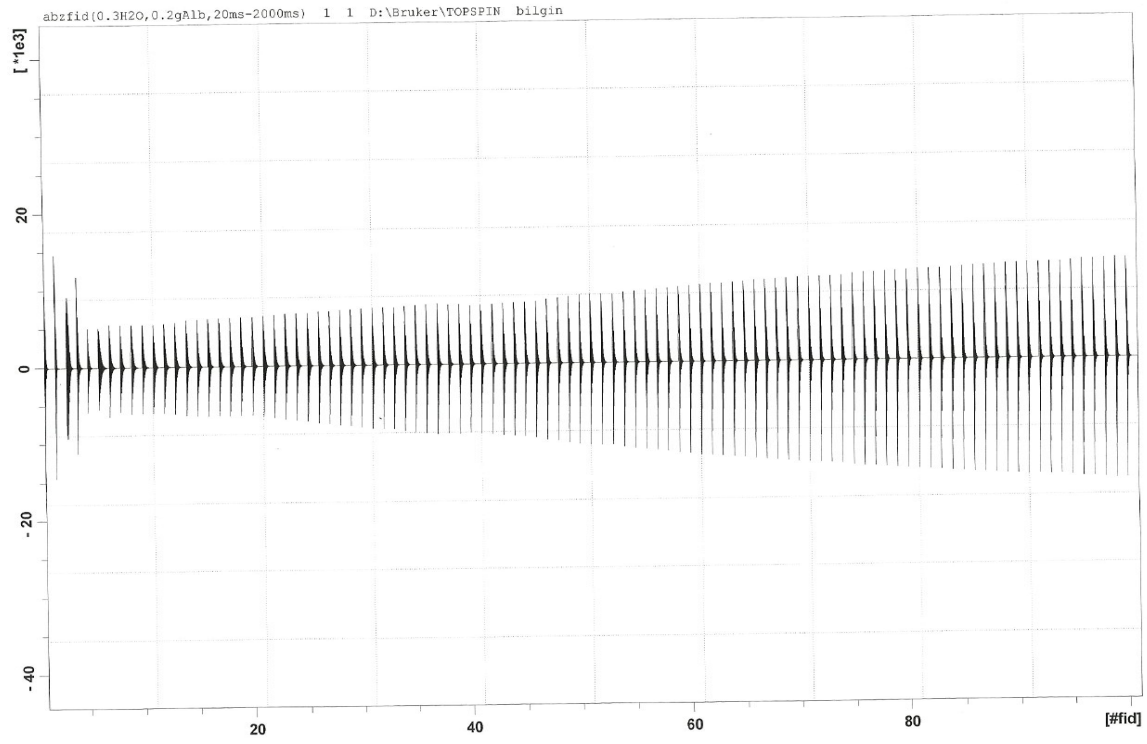


Şekil 4.21: 0,2 ml H₂O ve 0,2 g Albümin (100 ms-10000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

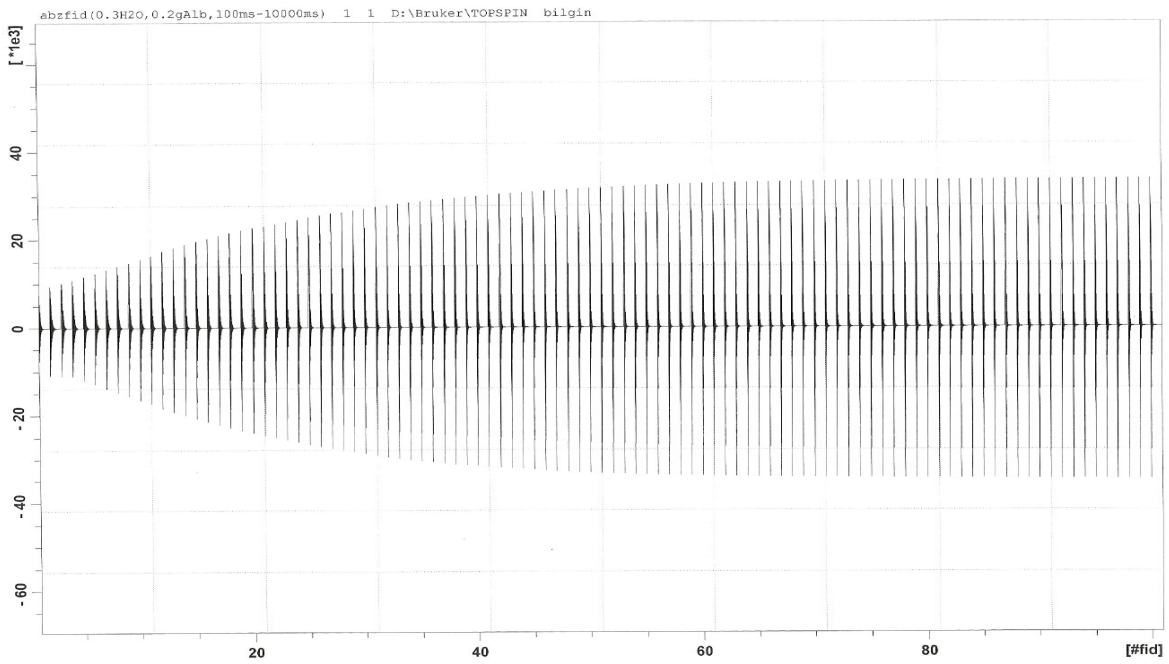


Şekil 4.22: 0,2 ml H₂O ve 0,2 g Albümin (150 ms-15000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu

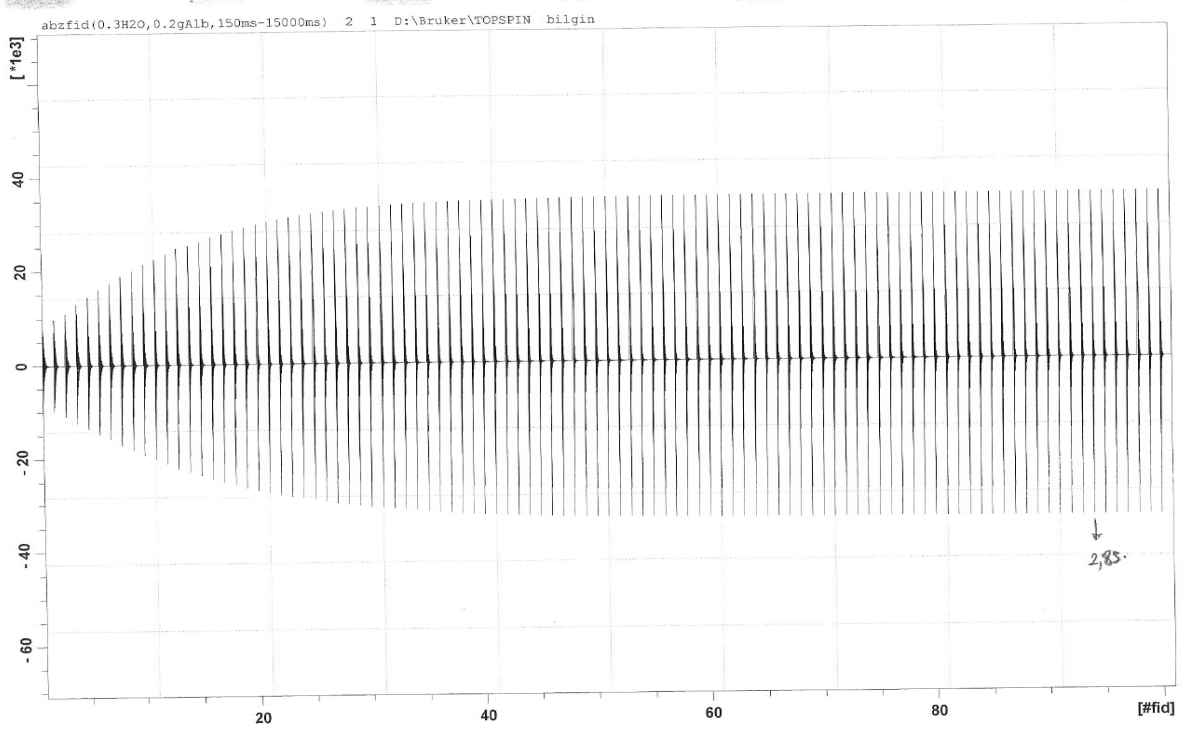
4. BULGULAR ve TARTIŞMA



Şekil 4.23: 0,3 ml H₂O ve 0,2 g Albümin (20 ms-2000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu



Şekil 4.24: 0,3 ml H₂O ve 0,2 g Albümin (100 ms-10000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu



Şekil 4.25: 0,3 ml H₂O ve 0,2 g Albümin (150 ms- 15000 ms) kullanıldığında elde edilen FID spektrumu



Şekil 4.26. Örnek bir FID sinyali.

- Şekil 4.1'deki FID sinyalinde Radyasyon Damping (Sinyalin aşırı şiddetli olması) olayı olduğu görülmektedir. Bunun sebebi ise, Puls tekrarlanma süresinin (2 ms-200 ms) çok kısa olmasıdır. Başka bir deyişle, aralık yetersizdir.

- Şekil 4.2'deki FID sinyali normal bir görüntü şekli vermekte, ancak null noktası tam olarak elde edilememektedir. Bunun sebebi, albümin miktarının (0.2 g) Radyasyon Damping'i azaltmasından dolayıdır.

- Şekil 4.3'deki FID sinyali hemen sönmüş ve tekrar artmaya başlamıştır. Aralık çok küçük seçildiğinden null noktası kaymıştır. Puls tekrarlanma aralığı (200 ms-20000 ms) düzeltilmelidir.

- Şekil 4.4'deki FID sinyalinin sağ tarafı null noktası civarında devam etmiştir. Fakat puls tekrarlanma süresinin (20 ms-2000 ms) uzatılması gerekmektedir.

- Şekil 4.5'deki FID sinyali, Şekil 4.3'deki FID sinyali ile aynı görüntüyü vermektedir. Yalnız burada Radyasyon Damping olayı daha fazla görülmektedir. Bunun sebebi ise bir miktar H₂O (0.05 ml) kullanılmasıdır.

- Şekil 4.6'daki FID sinyali Şekil 4.1'deki FID sinyali ile aynı görüntüyü vermektedir. Fakat burada liste yeterli değildir (2 ms-200 ms). Ayrıca H₂O miktarı (0.1 ml) çok fazladır. H-D-O etkileşmesi görülmektedir.

- Şekil 4.7'deki FID sinyali Şekil 4.3 ve Şekil 4.5 ile karşılaştırıldığında aşırı su olduğundan (proton miktarının çok fazla olması) Radyasyon Damping olayı artmıştır. Ayrıca listenin sol tarafı (5000 ms) yeterli değildir.

- Şekil 4.8 ve Şekil 4.9'daki FID sinyalleri normal bir görüntü şekli vermektedir. Fakat puls tekrarlanma zamanının (20 ms-2000 ms ve 300 ms-3000 ms) yeterli olmadığı görülmektedir.

- Şekil 4.10'daki FID sinyali Şekil 4.3, Şekil 4.5 ve Şekil 4.7 ile karşılaştırıldığında sinyal hemen sönmüş sonra tekrar artmaya başlamıştır. Çünkü aralık yeterli değildir. Ayrıca Radyasyon Damping olayı artmıştır.

- Şekil 4.11'deki FID sinyali, Şekil 4.8 ve Şekil 4.9'daki FID sinyalleri ile karşılaştırıldığında, albümin miktarını arttırmak suretiyle normale yaklaşmış ve liste değiştirilmiştir. Fakat yeterli değildir.

- Şekil 4.12'deki FID sinyali, Şekil 4.11'deki FID sinyali ile karşılaştırıldığında listenin sol tarafının (250 ms) kısa olduğu görülmektedir.
- Şekil 4.13'deki FID sinyali, Şekil 4.12'deki FID sinyaline göre albümin miktarı (0.15 g) artırılıp Radyasyon Damping olayı azaltılmış, fakat listenin sol tarafının (20 ms) yeterli olmadığı gözlenmiştir.
- Şekil 4.14'deki FID sinyalinde albümin miktarının (0.2 g) artırılmasından dolayı Radyasyon Damping olayı azaltılmış ve normale yakın bir şekil görüntüsü elde edilmiştir. Fakat null noktası tam olarak görülmemiştir. Puls tekrarlanma süresinin (20 ms-2000 ms) uzatılması gerekmektedir.
- Şekil 4.15 ve Şekil 4.16'daki FID sinyalleri, Şekil 4.12 ile karşılaştırıldığında albümin miktarları (0.2 g ve 0.25 g) artırılarak Radyasyon Damping olayı azaltılmaya çalışılmış, fakat listenin sol tarafı (100 ms ve 80 ms) yeterli olmamıştır.
- Şekil 4.17'deki FID sinyalinde, Şekil 4.6'deki FID sinyaline yakın bir görüntü elde edilmiş ayrıca albümin miktarı (0.3 g) artırılarak Radyasyon Damping olayı azaltılmaya çalışılmış, fakat liste (2 ms-200 ms) yeterli olmamıştır.
- Şekil 4.18'deki FID sinyalinde, H₂O (0.15 ml) ve albümin miktarı (0.2 g) artırılıp liste sabit tutulmuş (20 ms-2000 ms) ve Şekil 11'deki FID sinyaline benzer normale yakın bir görüntü elde edilmiştir. Fakat liste yeterli değildir.
- Şekil 4.19'deki FID sinyali hemen sönmüş sonra tekrar artmaya başlamıştır. Bu aralığın yeterli olmamasından kaynaklanmaktadır. Ayrıca Radyasyon Damping olayı görülmüştür.
- Şekil 4.20'deki FID sinyali normal bir görüntü şekli vermekte, fakat liste yetersiz kalmıştır.
- Şekil 4.21'deki FID sinyali de Şekil 4.19'deki FID sinyali gibi hemen sönmüş ve tekrar artmıştır. Liste yetersizdir.
- Şekil 4.22'deki FID sinyalinin sağ tarafı (15000 ms) çok uzun tutulmuştur. Şekil 21'deki FID sinyaline göre aşırı Radyasyon Damping olayı gerçekleşmiştir.
- Şekil 4.23'deki FID sinyalinde null noktası tam olarak görülmemiştir. Listenin sol tarafı kısa tutulmuştur ve uzatılmalıdır.

4. BULGULAR ve TARTIŞMA

- Şekil 4.24 ve Şekil 4.25'deki FID sinyallerinde aşırı su, Radyasyon Damping olayını arttırmıştır. Ayrıca listenin sol tarafı (100 ms ve 150 ms) yetersizdir.

5. SONUÇ ve ÖNERİLER

Sonuç olarak;

- Su miktarının fazla olması Radyasyon Damping olayının artmasına sebep olmaktadır.
- Albümin miktarının arttırılması ise Radyasyon Damping olayının azalmasına sebep olmaktadır.
- Radyasyon Damping olayının varlığı, null noktasını tam olarak elde etmeyi engellemektedir.
- Puls tekrarlanma süresi $5T_1$ kadar seçilmezse, null noktası yakalanamamakta ve iyi bir sinyal elde edilememektedir.

Öneriler olarak;

- Örneklerde, Radyasyon Damping'e yol açacak aşırı proton bulunan çözeltiler seçilmemeli.
- Puls tekrarlanma süresi uygun seçilmeli.
- Delay time (gecikme süresi) $5T_1$ kadar olmalı.

6. KAYNAKLAR

- Abragam, A. 1961. The Principles of Nuclear Magnetism, Oxford, The Clarendon Press. Bölüm 2 ve 3, London.
- Andrew, E.R. 1958. Nuclear Magnetic Resonance. Cambridge University Press, Bölüm 2 ve 3.
- Apaydın, F., 1996. Magnetik Rezonans, Hacettepe Üniversitesi, 9-15, 93-106, Ankara.
- Assenheim, H.M. 1968. Introduction to Electron Spin Resonance. Adam Hilger, London.
- Bahçeli, S. 1996. Çekirdek Manyetik Rezonansın Temelleri, Ankara.
- Balcı, M. 2004. Nükleer Manyetik Rezonans, ODTÜ Yayıncılık, Ankara.
- Bloembergen, N., Purcell, E.M. and Paund, R.V. 1948. Phys. Rev. 73.679.
- Bloch, F. 1946. Phys.Rev., 70.460.
- Bloch, F., Hansen, W.W. and Packard, M. 1946. Phys.Rev. 70.485.
- Bloom, S. 1957. Effects of Radiation Damping on Spin Dynamics, J. Appl. Phys. 28, 800.
- Bluyssen, H., Dymanus, A., Reuss, J. and Verhoeven, J. 1967. Spin Rotation Constants in H₂O, HDO and D₂O, Physics Letters. 25, 584-585.
- Carrington, A. and McLachlan, A.D. 1967. Intr. to Magnetic Resonance. Harper and Row, London.
- Carr, H.Y. and Purcell, E.M. 1954. Phys. Rev. 94.630.
- Connors, K.A. 1987. Binding Constant, Wiley, New York.
- Duplan, J.C., Mahi, L. and Brunet, J.L. 2005. NMR Determination of the Equilibrium Constant for the Liquid H₂O-D₂O Mixture, Chem. Phys. Lett., 413, 400.
- Eisenstadt, M. 1985. NMR Relaxation of Protein and Water Protons in Diamagnetic Hemoglobin Solutions, Biochemistry 21, 434-41.

Farrar, T.C. and Becker, E.D. 1971. Pulse and Fourier Transform NMR, Academic Press, Bölüm 3 New York.

Fukushima, E. And Roeder, S.B.W., 1981. Experimental Pulse NMR, London.

Gordy, W. 1980. Theory and Applications of ESR, Wiley, Bölüm 4, New York.

Grosch, L. and Noack, F. 1976. NMR Relaxation Investigation of Water Mobility in Aqueous Bovine Serum Albumin Solutions, Physikalisches Institut der Universität Stuttgart, Teilinstitut 4, Pfaffenwaldring 57, D-7000 Stuttgart 80.

Gültekin, D.H., Gore, J.C. 2004. Temperature Dependence of Nuclear Magnetization and Relaxation. Yale University, New Haven, CT 06510, Vanderbilt University Institute of Imaging Science, Nashville, TN 37232, United States.

Hahn, E.L. 1950. Phys. Rev. 80.880.

Hornak, J.P., 1997-1999. The Basic of NMR, Rochester Institute of Technology, New York, USA.

Hsu, J.J., Glover, H.G., 2006. Rapid MRI Method for Mapping the Longitudinal Relaxation Time, J. Magnetic Resonance. 181 98-106.

Ingram, D.J.E. 1967. Spectroscopy at Radio Microwave Frequencies, Butterworths, London.

Kavak, G. 1993. Yüksek Lisans Tezi.

Mahi, L., Duplan, J.C., 1998. Measurement of Small Spin-Spin Splittings in the Presence of Chemical Exchange: Case of Deuteriated Water, Université Claude Bernard Lyon I, Batiment OMEGA UFR GEP, 43 Boulevard du 11 Novembre Villeurbanne Cedex 69.622, France.

Mansfield, P. and Morris, P.C.; NMR Imaging in. Biomedicine.

Mao, X.A., Wu, D.H. and Ye, C.H., 1994. Radiation Damping Effects on Spin Lattice Relaxation Time Measurements, Chem. Phys. Lett. 222, 417-421.

Mao, X.A., Wu, D.H. and Ye, C.H., 1994. Nuclear Magnetic Resonance Line Shape Theory the Presence of Radiation Damping, Phys. Rev. 49, 22.

Meiboom, S. and Gill, D. 1958. Rev. Sci. Instr. 29.688.

Mims, W.B. 1972. Electron Spin Echoes, in Electron Paramagnetic Resonance, S. Geschwind, Ed. Plenum, Bölüm 4, New York.

Pake, G.W. and Estle, T.L. 1973. The Principles of EPR. Benjamin Inc. Bölüm 1 ve 2.

Poole Jr., C.P. 1967. Electron Spin Resonance. Interscience Pub. New York.

Poole Jr., C.P. and Farach, H.A. 1971. Relaxation in Magnetic Resonance. Academic Inc. New York.

Portis, A.M. 1953. Phys. Rev., 91.1071.

Powles, J.G., Smith, D.W.G. 1964. Protein Spin Relaxation in Water. Phys. Letter, 9, 239.

Purcell, E.M., Torrey, H.C. and Paund, R.V. 1946. Phys Rev.

Sherry, A.D., Birnbaum, E.R., Darnall, D.W., 2004. The Binding of Manganese (II) to Bovine Serum Albumin. Department of Chemistry, New Mexico State University, Las Cruces, New Mexico 88003, USA.

Slichter, C.P. 1936. Principles of Magnetic Resonance. Harper and Row, New York.

Slichter, C.P. 1963. Principles of Magnetic Resonance, Harper and Row , Bölüm 2, New York.

Standley, K.J. and Vaughan, R.A. 1969. Electron Spin Relaxation Solids, Adam Hilger, London.

Streffer, R.M., Redah, T.A., Bowers, J. and Steitz, R. 1999. Anomalous Neutron Reflectivity of H₂O-D₂O Mixtures at the Silicon Liquid Interface I.N. Stranski Institut, Technische Universität Berlin, Str. D. 17. Juni 112, D- 10623 Berlin, Germany.

Sykes, B.D., Hull, W.E. and Snyder G.H. 1978. Experimental Evidence for the Role of Cross Relaxation Times in Proton Nuclear Magnetic Resonance Spin Lattice Relaxation Time Measurements in Proteins, Biophysical Journal, 21, 137.

Szöke, A. and Meiboom, S. 1958. Radiation Damping in Nuclear Magnetic Resonance, Rev. Sci. Instr. 29, 688.

Tanford, C. 1978. Science 200, 1012.

Walker, S. and Straw, 1961. Spectroscopy. Vol. I and II. Chapman and Hall Ltd.

Weger, M. 1960. Bell. System Tech. J., 39.1013.

Zavoisky, E. 1945. J.Phys. 9.211, USSR.

Zhong, J., Gore, J.C., Armitage, I.M., 1990. Quantative Studies of Hydrodynamic Effects and Cross-Relaxation in Protein Solutions and Tissues with Proton and Deuteron Longitudinal Relaxation Times, Magnetic Resonance in Med. 13, 192-203.

Zhuravlev, A.K., Gangardt, M.G. 1987 Mar-Apr. 1 H- and 2 H- NMR Relaxation in Serum Albumin Solutions Molekuliarnaia Biologiia. 21(2): 434-41.

ÖZGEÇMİŞ

12 Mart 1978 yılında Diyarbakır'da doğdum. İlk, orta ve lise öğrenimimi Diyarbakır'da tamamladıktan sonra, İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünü kazandım. 2009 yılında Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans'a başladım.