

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



15/81-76

СЗ45Н

П-389

P9 - 9945

4586/2-74

Ю.А.Плис, Л.М.Сороко

РАДИОЧАСТОТНЫЙ ПОЛЯРИЗАТОР
ИСТОЧНИКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИОНОВ

1976

P9 - 9945

Ю.А.Плис, Л.М.Сороко

РАДИОЧАСТОТНЫЙ ПОЛЯРИЗАТОР
ИСТОЧНИКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИОНОВ



ТЕОРИЯ

Принцип работы радиочастотного поляризатора источника поляризованных ионов Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ основан на методе адиабатического прохождения Абрагама и Винтера^{/1/}, теорию которого можно изложить, используя как классические, так и квантово-механические представления.

В классической теории^{/2/} частица со спином $\hbar \vec{I}$ и связанным с ним магнитным моментом $\vec{M} = \gamma \hbar \vec{I}$ в магнитном поле \vec{B} испытывает действие момента вращения $\vec{K} = \vec{M} \times \vec{B} = \gamma \hbar \vec{I} \times \vec{B}$. Уравнения движения спина и магнитного момента, соответственно, имеют вид

$$\hbar \frac{d\vec{I}}{dt} = \gamma \hbar \vec{I} \times \vec{B} \quad /1/$$

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B} . \quad /2/$$

В системе координат s' , вращающейся с угловой скоростью $\vec{\omega}$ относительно лабораторной системы координат s , уравнение /2/ принимает форму

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B} + \vec{M} \times \vec{\omega}$$

или

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \left(\vec{B} + \frac{\vec{\omega}}{\gamma} \right) . \quad /3/$$

Переход из системы s в систему s' эквивалентен замене поля \vec{B} на эффективное поле $\vec{B}_{\text{эфф}}$, где

$$\vec{B}_{\text{эфф}} = \vec{B} + \frac{\vec{\omega}}{\gamma} \quad /4/$$

Рассмотрим два частных случая.

1. Пусть магнитное поле \vec{B} постоянной амплитуды изменяется по направлению с угловой скоростью Ω , а в начальный момент времени \vec{M} и \vec{B} параллельны. В системе s' , вращающейся со скоростью Ω , эффективное поле равно $\vec{B}_{\text{эфф}} = B\vec{n} + \frac{\vec{\Omega}}{\gamma}$, где \vec{n} - единичный вектор, параллельный начальному значению \vec{M} . Если $\Omega \ll \gamma B$, то в системе s' вектор \vec{M} прецессирует вокруг оси, направление которой близко к вектору \vec{n} . Угол между векторами \vec{M} и \vec{n} изменяется во времени, но не превышает максимального значения, равного $\approx 2\Omega / \gamma B$. В системе s вектор \vec{M} следует за направлением вектора \vec{B} . Если в начальный момент времени вектор \vec{M} образует некоторый угол с вектором \vec{B} , то этот угол в дальнейшем почти не изменяется. Условие $\Omega \ll \gamma B$ называют условием адиабатичности.

2. Пусть магнитное поле \vec{B} имеет следующие компоненты:

$$\vec{B} = iB_1 \cos \omega_1 t - jB_1 \sin \omega_1 t + k [B_0 + \Delta B(t)] \quad /5/$$

За время, ограниченное действием поля B_1 , компонента $\Delta B(t)$ изменяется от $+\Delta B_0$ до $-\Delta B_0$. Угловая скорость вращения вектора \vec{B}_1 равна $\vec{\omega}_1 = \vec{\omega}_0 = -\gamma B_0 \vec{k}$. В системе s' , вращающейся со скоростью $\vec{\omega} = \vec{\omega}_0$, эффективное поле равно

$$\vec{B}_{\text{эфф}} = jB_1 + \vec{k} \Delta B(t) \quad /6/$$

Предположим, что выполнено следующее условие:

$$\Delta B_0 \gg B_1 \quad /7/$$

Тогда за время действия компоненты B_1 вектор $\vec{B}_{\text{эфф}}$ повернется на угол 180° . При этом вектор \vec{M} постоянно следует за направлением вектора $\vec{B}_{\text{эфф}}$, если для любого момента времени выполнено условие

$$\frac{d\phi}{dt} \ll \gamma B_{\text{эфф}} \quad /8/$$

где ϕ - угол, образуемый вектором $\vec{B}_{\text{эфф}}$ с единичным вектором \vec{j} . Условие /8/ можно преобразовать к виду:

$$\frac{d}{dt} (\Delta B) \ll \gamma \frac{B_{\text{эфф}}^3(t)}{B_1} \quad /9/$$

где

$$B_{\text{эфф}}(t) = \sqrt{B_1^2 + [\Delta B(t)]^2} \quad /10/$$

Условие /9/ труднее всего выполнить в точке, в которой $B_{\text{эфф}} = B_1$ и где требуется, чтобы

$$\frac{d}{dt} (\Delta B) \ll \gamma B_1^2 \quad /11/$$

Следует заметить, что условие /7/ автоматически выполняется в реальных системах с частицами, которые пересекают область действия поля B_1 , так, что радиочастотное поле, сначала равное нулю, медленно нарастает на входе и медленно спадает на выходе этой области.

Рассмотрим теперь квантовомеханическую теорию адиабатического прохождения. Если частица имеет спин $I = 1/2$, то в поле B_0 образуется система из двух квантовых уровней с энергиями

$$W_{\pm 1/2} = \mp \frac{1}{2} \gamma_1 \hbar B_0 \quad /12/$$

и энергией перехода между ними, равной $\gamma_1 \hbar B_0$. Резонансная угловая частота, соответствующая переходу между этими уровнями, равна ларморовой частоте $\omega_L = \gamma_1 B_0$. Если α - угол между направлением вектора

\vec{B}_0 и вектора \vec{I} , то процесс поворота вектора \vec{I} на угол α связан с вероятностью

$$P_{-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}} = \frac{1 - \cos \alpha}{2} = \sin^2 \frac{\alpha}{2}. \quad /13/$$

Адиабатическому прохождению резонанса, рассмотренному в случае 2, отвечает угол $\alpha = 180^\circ$, что соответствует переходу спинов всех частиц ансамбля из состояния $m_I = +1/2$ в состояние с $m_I = -1/2$.

Поместим ядро со спином $I=1/2$ и магнитным моментом $\mu_I = \gamma_I \hbar I$ в магнитное поле, которое имеет две компоненты: постоянное магнитное поле \vec{B}_0 и слабое поле \vec{B}_1 , перпендикулярное полю \vec{B}_0 и вращающееся вокруг вектора \vec{B}_0 с угловой скоростью $\omega_1 = -\gamma_I B_0$.

Суммарное поле имеет вид

$$\vec{B} = \vec{i} B_1 \cos \omega_1 t - \vec{j} B_1 \sin \omega_1 t + \vec{k} B_0. \quad /14/$$

Гамильтониан взаимодействия магнитного момента ядра с полем равен

$$\mathcal{H} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{B} = -\gamma_I \hbar \vec{I} \cdot \vec{B} = \quad /15/$$

$$= -\gamma_I \hbar I_z B_z - \frac{1}{2} \gamma_I \hbar I_+ B_1 e^{i\omega_1 t} - \frac{1}{2} \gamma_I \hbar I_- B_1 e^{-i\omega_1 t},$$

где

$$I_{\pm} = I_x \pm i I_y. \quad /16/$$

Матричный элемент перехода равен

$$\begin{aligned} \left(-\frac{1}{2} \mid \mathcal{H} \mid \frac{1}{2} \right) &= -\frac{1}{2} \gamma_I \hbar B_1 \left(-\frac{1}{2} \mid I_- \mid \frac{1}{2} \right) e^{-i\omega_1 t} = \\ &= -\frac{1}{2} \gamma_I \hbar B_1 e^{-i\omega_1 t}, \quad /17/ \end{aligned}$$

а вероятность перехода определяется выражением

$$P_{-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}} = \sin^2 \left(\frac{\gamma_I B_1 t}{2} \right) = \frac{1}{2} [1 - \cos(\gamma_I B_1 t)]. \quad /18/$$

Видно, что угол $\alpha = \gamma_I B_1 t$ равняется углу поворота спина в классическом случае.

Вместо вращающегося поля в реальных установках обычно используют осциллирующее поле, которое состоит из компонент, вращающихся с одинаковыми угловыми скоростями в двух взаимно противоположных направлениях и имеющих одинаковые амплитуды. При этом

$$B_1^{\text{вращ}} = \frac{1}{2} B_1^{\text{осц}}, \quad /19/$$

где $B_1^{\text{вращ}}$ - амплитуда вращающегося, а $B_1^{\text{осц}}$ - амплитуда осциллирующего поля. Резонанс вызывает та компонента осциллирующего поля, которая вращается с угловой скоростью $\omega_1 = -\gamma_I B_0$. Эффект второй компоненты, вращающейся в противоположном направлении, пренебрежимо мал в области резонанса.

Сильное магнитное поле. Рассмотрим радиочастотные переходы атома водорода в сильном магнитном поле. Из диаграммы уровней энергии $1S_0$ состояния атома водорода в магнитном поле /рис. 1/ видно, что компоненты /1/ и /2/, которые фокусируются шестиполосным разделительным магнитом, дают нулевую поляризацию по спину протона, если ионизацию таких атомов производить в сильном магнитном поле. Для того чтобы получить поляризованный пучок протонов, исходную заселенность уровней /1/ и /2/ необходимо изменить. Один из путей - это совершить адиабатический переход атомов из состояния /2/ в состояние /4/, в результате чего получается поляризация протонов, равная $P = +1$ в идеальных условиях.

Для анализа процесса перехода из состояния /2/ в состояние /4/ воспользуемся формализмом фиктивного спина^{/3/}. Если на атом действует возмущающее синусоидальное поле с частотой $\omega = \frac{W_2 - W_4}{\hbar}$, то с достаточной

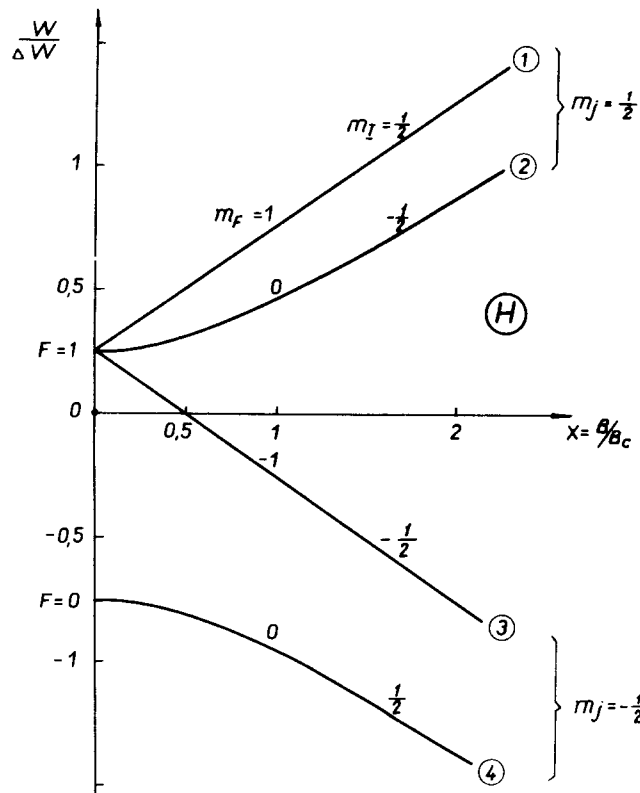


Рис. 1. Диаграмма уровней энергии атома водорода в магнитном поле.

точно можно считать, что атомы имеют только два состояния: /2/ и /4/. Изменение заселенности уровней во времени определяется фиктивным спином $J' = 1/2$ и фиктивным гиромагнитным отношением γ' . Связь между фиктивными и реальными физическими величинами задается гамильтонианом взаимодействия атома с магнитным полем. Полный гамильтониан \mathcal{H} состоит из слагаемого \mathcal{H}_0 , обусловленного взаимодействием спина с основным полем B_0 , и возмущающего слагаемого \mathcal{H}_1 .

Для перехода /2/ → /4/ компоненты реального гамильтониана равны

$$\mathcal{H}_0 = -\gamma_e \hbar S_z B_0 - \gamma_1 \hbar I_z B_0 + \epsilon \vec{S} \vec{I}$$

$$\mathcal{H}_1 = (\gamma_e \hbar S_z + \gamma_1 \hbar I_z) B_1 \cos \omega t, \quad /20/$$

где

$$\mathcal{H}_0 |2\rangle = W_2 |2\rangle, \quad \mathcal{H}_0 |4\rangle = W_4 |4\rangle. \quad /21/$$

Следуя /15/, находим фиктивный спин J' и фиктивное гиромагнитное отношение γ' :

$$\mathcal{H}'_0 = -\gamma' \hbar J'_z B'_0$$

$$\mathcal{H}'_1 = -\left(\frac{\gamma'}{2} \hbar J'_+ B'_1 e^{i\omega t} + \frac{\gamma'}{2} \hbar J'_- B'_1 e^{-i\omega t} \right), \quad /22/$$

где B'_1 - амплитуда фиктивного вращающегося поля. Пренебрегая взаимодействием магнитного поля со спином ядра, получаем матричный элемент перехода:

$$-(4|\gamma_e \hbar S_z |2\rangle) B_1 \cos \omega t = -\frac{\gamma_e \hbar}{2} \frac{B_1 \cos \omega t}{\sqrt{1+x^2}}. \quad /23/$$

Из /21/ и /23/ находим связь между фиктивными и реальными величинами

$$\gamma' B'_0 = W_2 - W_4 = \frac{\Delta W}{\hbar} \sqrt{1+x^2}$$

$$\gamma' B'_1 = \frac{\gamma_e}{2} \frac{B_1}{\sqrt{1+x^2}}, \quad /24/$$

где

$$\Delta W \approx 2\mu_e B_c, \quad \gamma_e = \frac{2\mu_e}{\hbar}, \quad x = \frac{B_0}{B_c}. \quad /25/$$

Условие адиабатичности /11/ теперь принимает вид

$$\frac{dB_0}{dt} \ll \frac{1}{x\sqrt{1+x^2}} \frac{\mu_e}{2\hbar} B_1^2. \quad /26/$$

В системе координат, связанной с атомами, магнитное поле изменяется от значения $B_0 + \Delta B_0$ до значения $B_0 - \Delta B_0$ за время ℓ/v , где ℓ - длина области действия радиочастотного поля, v - средняя скорость атомов в пучке. Тогда /26/ переходит в

$$\frac{2\Delta B_0}{\ell} v \ll \frac{1}{x\sqrt{1+x^2}} \frac{\mu_e}{2\hbar} B_1^2. \quad /27/$$

С учетом /24/ условие получения максимальной поляризации /7/ принимает вид

$$\Delta \left(\frac{\Delta W}{\hbar} \sqrt{1+x^2} \right) \gg \frac{\gamma_e}{2} \frac{B_1}{\sqrt{1+x^2}} \quad /28/$$

или

$$2\Delta B_0 \gg \frac{B_1}{x}. \quad /29/$$

Слабое магнитное поле. Рассмотрим радиочастотные переходы атома водорода в слабом магнитном поле, когда уровни энергии /1/, /2/ и /3/ можно считать приближенно эквидистантными. Исходная поляризация по спину протона в слабом поле равна $P_{исх} = +1/2$. Радиочастотное поле индуцирует переходы /1/ → /2/ и /2/ → /3/, в результате чего заселенными уровнями становятся /2/ и /3/, а поляризация протонов в слабом

поле $P_k = -1/2$. При ионизации таких атомов в сильном магнитном поле поляризация протонов оказывается равной $P_0 = -1$. Здесь наблюдается квантовомеханический эффект изменения степени поляризации протонов при переходе атома из слабого в сильное магнитное поле.

Этот эффект используется в источнике поляризованных ионов, не имеющем радиочастотного поляризатора и в котором ионизация атомов, разделенных в шестипольном магните, происходит в слабом магнитном поле.

Поскольку в слабом магнитном поле полный момент атома F является хорошим квантовым числом, то реальный гамильтониан, ответственный за эти переходы, имеет вид:

$$H_0 = -\frac{\gamma_e \hbar}{2} F_z B_0.$$

$$H_1 = -\frac{1}{2} \left(\frac{\gamma_e \hbar}{2} F_+ B_1 e^{i\omega t} + \frac{\gamma_e \hbar}{2} F_- B_1 e^{-i\omega t} \right). \quad /30/$$

Фиктивный гамильтониан для спина $J' = 1$ равен

$$H'_0 = -\gamma' \hbar J'_z B'_0$$

$$H'_1 = -\frac{1}{2} (\gamma' \hbar J'_+ B'_1 e^{i\omega t} + \gamma' \hbar J'_- B'_1 e^{-i\omega t}). \quad /31/$$

В этом случае связь между реальными и фиктивными величинами задается простыми соотношениями:

$$\gamma' = \frac{\gamma_e}{2}, \quad B'_0 = B_0, \quad B'_1 = B_1. \quad /32/$$

Условие адиабатичности имеет вид

$$\frac{dB_0}{dt} \ll \frac{\gamma_e}{2} B_1^2. \quad /33/$$

Если поле изменяется от $B_0 + \Delta B_0$ до $B_0 - \Delta B_0$ на длине l , а скорость движения атомов равна v , то /33/ переходит в

$$\frac{2 \Delta B_0}{l} v \ll \frac{\gamma_e}{2} B_1^2, \quad /34/$$

где B_1 - амплитуда вращающегося магнитного поля.

Условие получения максимальной поляризации сохраняет вид /7/:

$$\Delta B_0 \gg B_1. \quad /7/$$

Так как уровни /1/, /2/ и /3/ при конечной величине поля B_0 не являются строго эквидистантными, то поле B_1 должно быть таким, чтобы энергия возмущения, вызываемого этим полем, перекрывала энергию неэквидистантности уровней /1/, /2/ и /3/, которая равна

$$\epsilon = (W_1 - W_2) - (W_2 - W_3) \approx \frac{(\gamma_e B_0)^2}{2 \Delta W}. \quad /35/$$

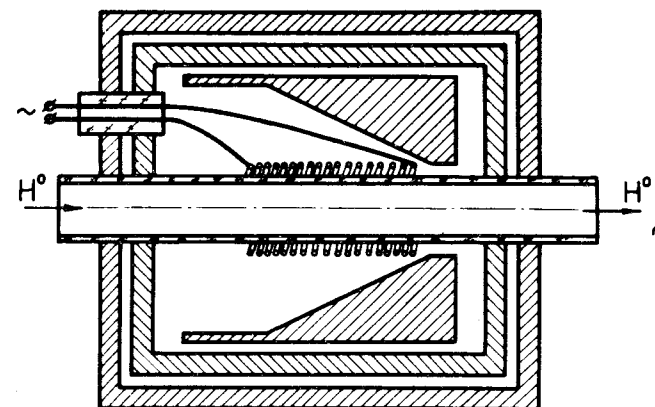
Это уравнение накладывает на поле B_1 следующее ограничение:

$$\frac{\gamma_e B_1}{2} \gg \epsilon, \quad \frac{\gamma_e B_1}{2} \gg \frac{(\gamma_e B_0)^2}{4 \Delta W}. \quad /36/$$

ЭКСПЕРИМЕНТ

Поляризация протонов в источнике поляризованных ионов Лаборатории ядерных проблем производится при помощи адиабатических радиочастотных переходов в слабом магнитном поле. Поляризатор, схема которого приведена на рис. 2, состоит из постоянного магнита, катушки индуктивности, радиочастотного генератора, кварцевой трубки и располагается между шестиполь-

ным разделительным магнитом и ионизатором. Постоянный магнит, создающий слабое магнитное поле, состоит



0 1 2 3 4 5 см

Рис. 2. Схема радиочастотного поляризатора.

из полюсов с изменяющимся зазором, намагничивающей вставки и прокладки. Полюса изготовлены из железа армко, вставки - из сплава альнико, а прокладки - из дюралюминия. Катушка индуктивности, возбуждающая радиочастотное поле, укреплена на кварцевой трубке, внутри которой проходит атомный пучок. Постоянный магнит с катушкой индуктивности помещен внутри двойного магнитного экрана, изготовленного из железа армко.

Схема радиочастотного генератора приведена на рис. 3. Катушка индуктивности L_1 , возбуждающая магнитное поле, входит в нагрузочный контур генератора. Использовались две различные катушки индуктивности. Катушка №1 имела 15 витков медной проволоки диамет-

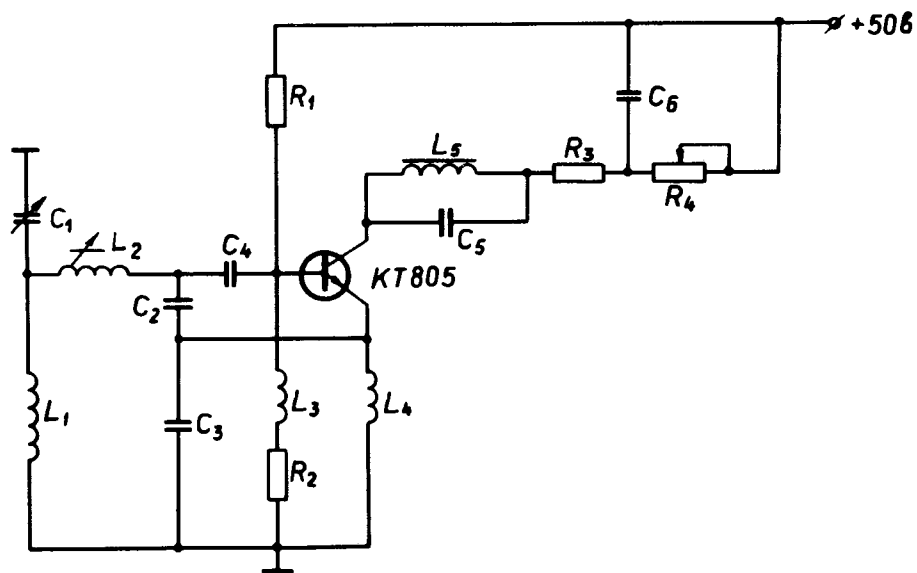


Рис. 3. Схема радиочастотного генератора. L_1 - рабочая катушка индуктивности; L_2 - подстроечная индуктивность; L_3 , L_4 - Д 0,15/150 мкГн; L_5 - дроссель, намотанный на ферритовое кольцо; $C_1 = 10/100$; $C_2 = 150$; $C_3 = 130$; $C_4 = 200$; $C_5 = 300$; $C_6 = 0,01$; $R_1 = 18$ к; $R_2 = 390$; $R_3 = 100$; $R_4 = 1,5$ к.

ром 1,8 мм, длина катушки 38 мм, диаметр 18 мм, индуктивность около 2 мкГн. Катушка №2 содержала 26 витков медной проволоки диаметром 0,8 мм, намотанных на каркас из плексигласа. Средний диаметр катушки 22 мм, длина 40 мм, индуктивность около 8 мкГн. Частота генератора регулируется от 9,5 до 14 мГц при помощи ферритового и медного стержней, перемещаемых внутри катушки индуктивности №2. Амплитуда радиочастотного поля изменялась от 20 до 200 В путем изменения R_4 .

Изменение магнитного поля вдоль направления, совпадающего с осью атомного пучка, и абсолютное значение магнитного поля в центре катушки индуктивности подбирались эмпирически путем изменения толщины прокладки. Напряженность магнитного поля измерялась маг-

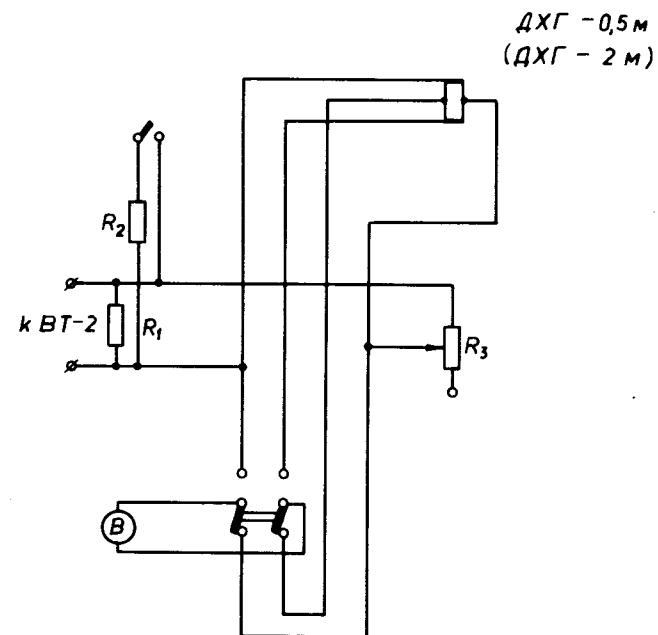


Рис. 4. Схема магнитометра.

нитометром, схема которого приведена на рис. 4. Датчик Холла ДХГ-2М с чувствительностью 23,5 мкВ/Гс при управляющем токе 5 мА использовался для измерения поперечных составляющих магнитного поля, а датчик ДХГ - 0,5М с чувствительностью 10,1 мкВ/Гс при управляющем токе 12 мА - для измерения продольной составляющей магнитного поля. В качестве источника управляющего тока использовалась цепь накала терморного вакуумметра ВТ-2/4/. ЭДС датчиков Холла измерялась цифровым вольтметром с чувствительностью 20 мкВ или гальванометром М 195 с калиброванной чувствительностью 0,1 ÷ 0,2 Гс.

Рассеянное поле электромагнита ионизатора в месте расположения поляризатора составляло около 200 Гс. Для его ослабления был использован двойной магнитный экран. Намагничивание постоянного магнита поляризатора производилось в собранном виде вместе с экраном

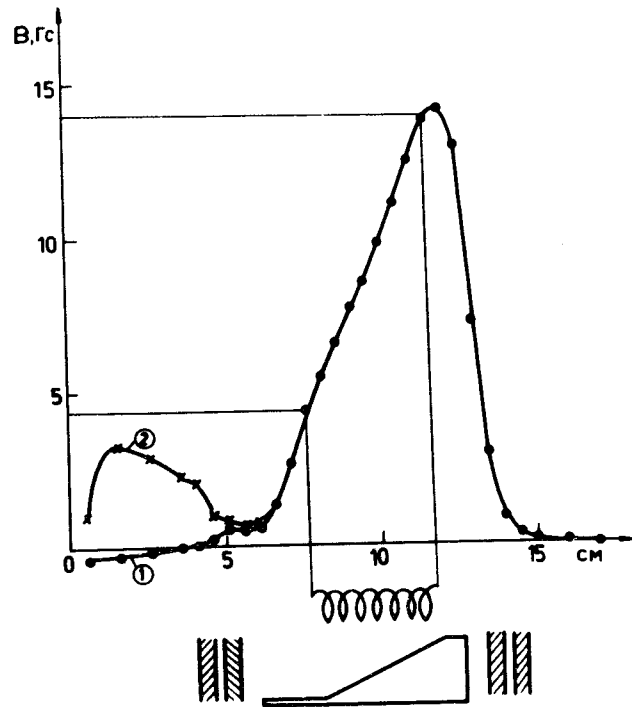


Рис. 5. Распределение вертикальной поперечной компоненты магнитного поля.

в поле около 15 кГс. Толщина прокладки была подобрана так, что поле в центре катушки индуктивности равнялось 9 Гс. На рис. 5 приведена зависимость поперечной вертикальной компоненты магнитного поля от координаты вдоль оси атомного пучка. Кривая 1 получена при выключенном электромагните ионизатора, кривая 2 - при включенном, когда продольное поле в центре ионизатора составляло около 2 кГс. Видно, что рассеянная вертикальная компонента магнитного поля внутри катушки индуктивности не превышает 0,2 Гс. Распределения горизонтальной поперечной и продольной компонент остаточного магнитного поля, приведенные на рис. 6 и 7 для включенного /2/ и выключенного /1/ электро-

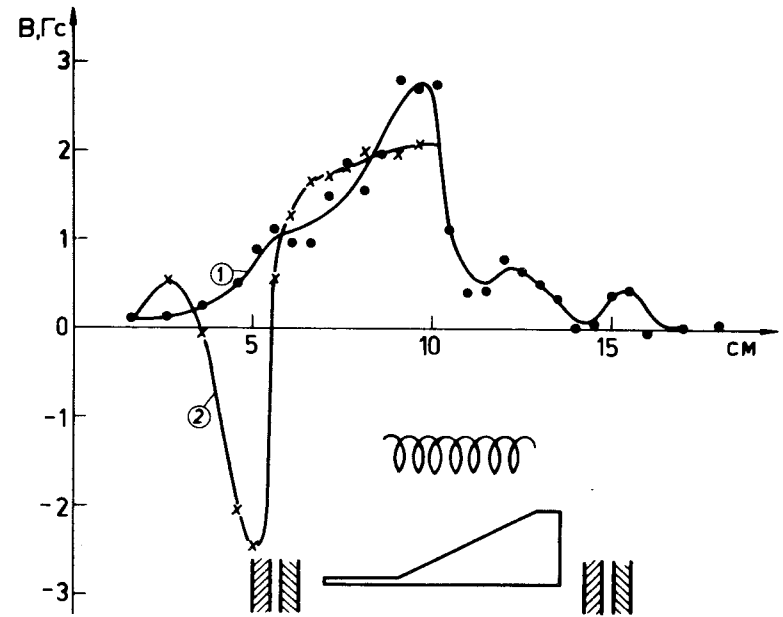


Рис. 6. Распределение горизонтальной поперечной компоненты магнитного поля.

магнита ионизатора, указывают на то, что двойной магнитный экран достаточно полно экранирует поляризатор от рассеянных магнитных полей. Из рис. 5 видно, что напряженность магнитного поля внутри катушки индуктивности изменяется от 4,4 до 14 Гс. При этом $B_0 = 9,2$ Гс, $\Delta B_0 = 4,8$ Гс, а резонансная частота

$$\gamma_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{\gamma_e}{4\pi} B = 12,9 \text{ МГц}$$

Амплитуда вращающегося магнитного поля B_1 была оценена по величине амплитуды напряжения $U_{\text{ампл}}$ на клеммах катушки индуктивности. Для катушки №1 $U_{\text{ампл}} = 30$ В, а $B_1 = 0,5$ Гс. Для катушки №2 $U_{\text{ампл}} = 200$ В, а $B_1 \approx 1,2$ Гс.

Условия /7/ и /36/ сводятся к неравенству

$$0,2 \text{ Гс} \ll B_1 \ll 5 \text{ Гс},$$

/37/

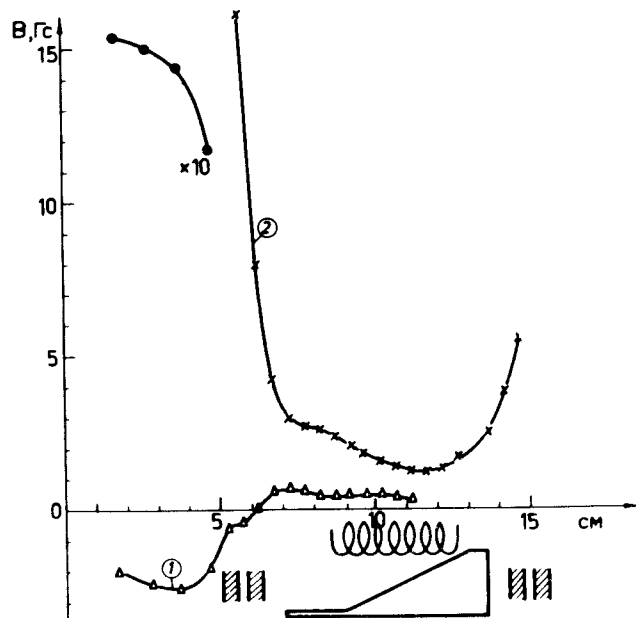


Рис. 7. Распределение продольной компоненты магнитного поля.

а условие адиабатичности /34/ принимает вид

$$B_1 \gg 0,3 \text{ Гс} \quad /38/$$

для $l = 4 \text{ см}$ и $v = 3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$. Условия /7/, /34/ и /36/ одновременно выполняются, если $B_1 \approx 1 \text{ Гс}$.

Результаты измерений. Радиочастотный поляризатор был опробован в различных режимах работы. Анализатором поляризации протонов служил поляриметр пучка медленных протонов с использованием лэмбовского сдвига /5/. Измерялись как поляризация протонов, вышедших из ионизатора и отделенных от других ионов при помощи анализирующего электромагнита, так и эффект фона от неполяризованных протонов, выходящих из ионизатора в отсутствие атомного пучка. Это позволяло найти

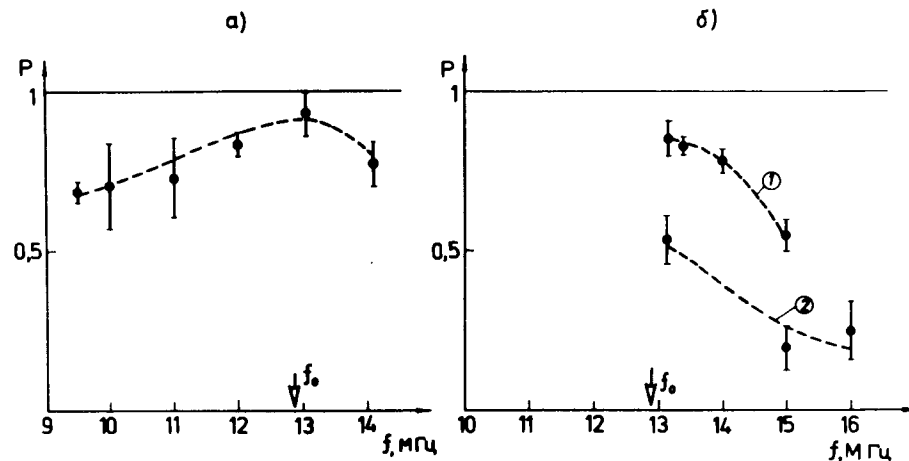


Рис. 8. Зависимость поляризации протонов в атомном пучке от частоты и амплитуды радиочастотного поля. Напряженность магнитного поля в центре ионизатора равна 2100 Гс.

поляризацию протонов в атомном пучке и тем самым оценить эффективность работы радиочастотного поляризатора.

В первой серии опытов с катушкой №1 поляризация протонов в атомном пучке составляла $P = -0,59 \pm 0,04$. Чтобы повысить эффективность поляризатора, была улучшена симметрия магнитного поля в области цезиевой мишени, в частности, все мелкие стальные детали, расположенные вблизи нее, были заменены немагнитными. Для уточнения значения поправочного коэффициента C_1 были тщательно измерены компоненты магнитного поля в области цезиевой мишени. Наконец, используемый ранее радиочастотный генератор, не позволявший изменять в широких пределах частоту и амплитуду поля, был заменен новым, схема которого приведена на рис. 3. Катушка №1 создавала поле $B_1 < 0,5 \text{ Гс}$, но не позволяла перекрыть диапазон частот по обе стороны от резонанса. Катушка №2 позволяла получить поле при всех необходимых частотах и амплитудах.

На рис. 8а приведены значения степени поляризации протонов в атомном пучке, измеренные при различной

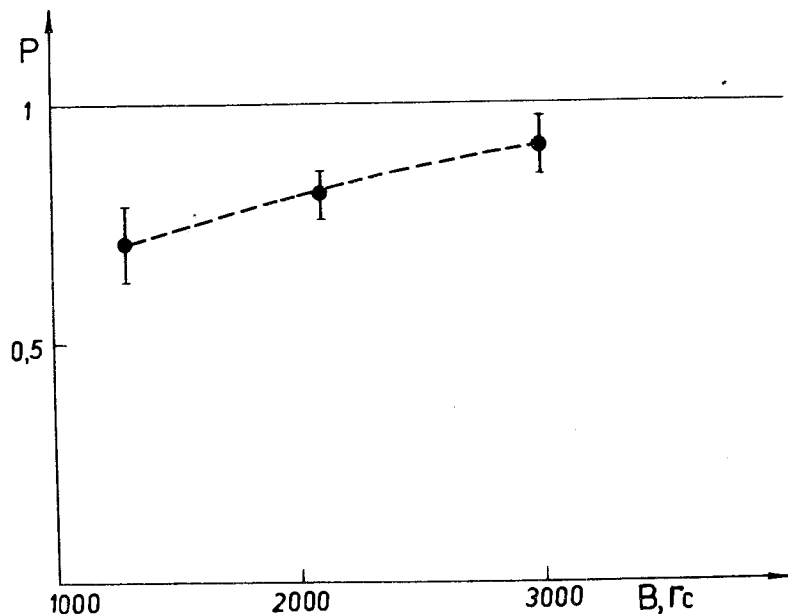


Рис. 9. Зависимость поляризации протонов в атомном пучке от магнитного поля в центре ионизатора. Катушка №2, $B_1 = 1,2$ Гс, $\nu = 12,5$ мГц.

частоте генератора с катушкой №2 при амплитуде $B_1 = 1,2$ Гс. Максимальное значение поляризации, равное

$$P = -(0,90 \pm 0,07), \quad /39/$$

свидетельствует об эффективной работе поляризатора и согласуется с оценкой вклада неполяризованных атомов пучка, равной $\approx 0,05$.

На рис. 8б даны результаты измерений, выполненные с катушкой №1. Кривая 1 соответствует $B_1 = 0,5$ Гс, а кривая 2 - $B_1 = 0,2$ Гс. Видно, что нарушение условия адиабатичности /38/ приводит к уменьшению поляризации. Полученные данные демонстрируют высокую устойчивость параметров поляризатора к дрейфу частоты и амплитуды радиочастотного поля.

На рис. 9 приведены результаты измерения степени поляризации протонов в атомном пучке при различных

магнитных полях в центре ионизатора Пеннинга для катушки №2 при $B_1 = 1,2$ Гс и $\nu = 12,5$ МГц. Видно, что с ростом магнитного поля поляризация протонов несколько увеличивается, и что магнитный экран обеспечивает эффективную экранировку поляризатора при максимально возможном магнитном поле ионизатора.

В заключение авторы выражают благодарность В.А.Богачу, В.П.Вадееву, А.С.Сергунину за помощь в работе.

Литература

1. A.Abragam, J.M.Winter. *Phys.Rev.Lett.*, 1, 374 /1958/; *C.R.Acad. Sci.*, 255, 1099 /1962
2. Н.Рамзей. *Молекулярные пучки*. М., ИЛ, 1960.
3. R.Beurtay. *Proc. 2nd Int. Symp. on Polarization Phenomena of Nucleons*, ed. by P.Huber and H.Schopper, Basel, 1966, p. 33.
4. В.В.Горюнов и др. *ПТЭ*, №6, 195 /1973/.
5. Ю.А.Плис, Л.М.Сороко. *ОИЯИ*, Д9-9472, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июля 1976 года.