

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Г 19

P15-89-130

Ю.П.Гангрский, Ч.Градечны, Д.Ф.Зарецкий¹,
И.Н.Изосимов², А.В.Козлинский³, Б.Н.Марков,

Ю.В.Наумов

**БЫСТРАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР
С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНЫХ ЛАЗЕРОВ**

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

¹Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва
²Радиевый институт им. В.Г.Хлопина АН СССР, Ленинград
³Союзный научно-исследовательский институт
приборостроения, Москва

Введение

В исследованиях с ориентированными ядрами важную роль играют оптические методы поляризации^{/1/}. В последние годы эти методы получили дальнейшее развитие благодаря использованию лазеров с перестраиваемой длиной волны. В методе оптической накачки^{/2/}, когда при взаимодействии атомов с циркулярно поляризованным светом все они переводятся в состояния с максимальной проекцией полного момента на направление лазерного луча, степень поляризации ядер может достигать 100%. Однако достигается такая поляризация за время, соответствующее нескольким спонтанным переходам с возбужденного уровня атома на основной ($10^{-7} - 10^{-6}$ с). Это ограничивает исследования ядер в изомерных состояниях с более короткими временами жизни.

Для поляризации таких короткоживущих ядер может быть использован метод раби-осцилляций^{/3,4/} или π -импульса^{/5/}. В этих методах неравновесная заселенность состояний с разными проекциями полного момента достигается только в результате индуцированных переходов, вызываемых циркулярно поляризованным излучением. Поэтому предельные времена жизни исследуемых ядер определяются величиной сверхтонкого взаимодействия между электронной оболочкой и ядром и могут составлять 10^{-10} с, хотя в этом случае степень поляризации не достигает 100% (она оказывается 1 - 50% в зависимости от спинов и электронной оболочки). Процессы поляризации ядра при оптической накачке и при раби-осцилляциях представлены схематически на рис. 1.

Частота раби-осцилляций определяется плотностью мощности лазерного излучения и для осуществления быстрой поляризации ядер ее величина должна быть значительной (более 10^3 Вт/см²). Такая мощность наиболее просто реализуется в импульсных лазерах. Целью данной работы являлось исследование механизма поляризации радиоактивных ядер ^{22}Na и ^{24}Na и стабильного ^{23}Na с помощью импульсного лазера с

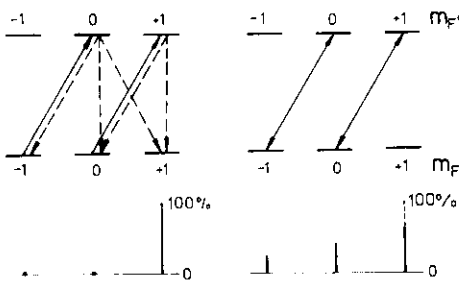


Рис.1. Процесс поляризации ядер при оптической накачке (слева) и раби-осцилляциях (справа). Сплошные стрелки - индуцированные переходы, пунктирные - спонтанные переходы, m_F - проекции полного момента атома на направление лазерного луча. Снизу - относительные заселенности состояний с разными m_F .

перестраиваемой длиной волны. Поляризация исследуемых ядер определялась по измерению угловой анизотропии γ -излучения, испускаемого при их распаде, или поляризации резонансной флуоресценции светового излучения.

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки, используемой нами для исследования эффектов ориентации радиоактивных ядер, представлена на рис. 2. Источником импульсного светового излучения служил перестраи-

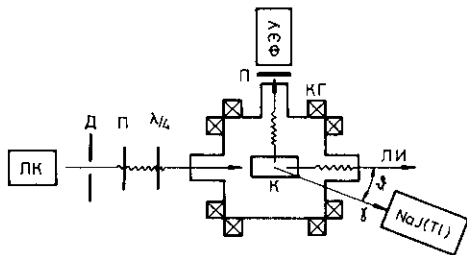


Рис. 2. Блок-схема установки: ЛК - лазер на красителе, Д - дифракционная решетка, П - линейный поляризатор, $\lambda/4$ - пластинка в четверть длины волны, К - кювета, КГ - катушки Гельмгольца, ЛИ - лазерное излучение.

ваемый лазер на красителе - родамине В. Изменение длины волны в пределах 575 - 600 нм осуществлялось плавным поворотом дифракционной решетки. При этом ширина генерации составляла 0,25 Å (20 ГГц). Циркулярная поляризация излучения создавалась линейным поляризатором и пластинкой $\lambda/4$, повернутой относительно плоскости линейной поляризации лазерного луча на угол $\pi/4$.

Импульсное возбуждение красителя производилось твердотельным лазером на основе монокристалла алмазтитриевого граната, легированного неодимом (ЛТИПЧ-7), работающего в режиме модулированной добротности. Этот лазер генерирует импульсы светового излучения на длине волны 1064 нм с длительностью 10 нс, мощностью до 1 МВт в импульсе

и частотой следования от 12,5 до 100 Гц. Для возбуждения красителя проводилось преобразование длины волны излучения во вторую гармонику (с $\lambda = 532$ нм) с помощью нелинейного кристалла из ниобата лития. При этом мощность излучения лазера на красителе составляла 15 кВт (при тех же значениях частоты и длительности импульсов).

Резонансное возбуждение исследуемых атомов проводилось в кювете объемом ~ 1 см³ из капролона — материала, обладающего низким сечением дезориентации для атомов Ni , прозрачного для оптического излучения и обеспечивающего достаточно высокий вакуум. Кювета находилась внутри вакуумной камеры, откачиваемой до давления 10^{-6} Тор, и могла нагреваться до температуры 400°C с помощью спирали, через которую проходил электрический ток. При работе с различными соединениями для их атомизации использовалось мощное импульсное лазерное излучение (от того же лазера ЛТИПЧ-7).

Чтобы устранить дезориентацию атомов, вызываемую случайными полями, к измеряемой области прикладывалось достаточно сильное внешнее магнитное поле (до 200 Гс), направленное по лазерному лучу, создаваемое парой катушек Гельмгольца.

Регистрация γ -излучения, испускаемого при радиоактивном распаде ориентированных ядер, производилась сцинтилляционным спектрометром с кристаллом $NaJ(Tl)$ размером 60x60 мм. Детектор мог располагаться под различными углами по отношению к направлению лазерного излучения (от 0° до 90°), при этом его телесный угол составлял 0,28 стерадиан. Спектры γ -излучения при различных углах и направлениях магнитного поля регистрировались многоканальным анализатором.

В камере имелись стеклянные окна, которые служили для пропускания лазерного излучения, а также резонансного флуоресцентного излучения при работе со стабильными изотопами. Для регистрации последнего использовался фотоумножитель, перед которым устанавливался вращающийся поляризатор. Этот фотоумножитель с поляризатором позволил измерять поляризацию резонансно-рассеянного излучения и тем самым судить об ориентации атомов.

Поляризация ядер ^{22}Na и ^{24}Na

На описанной выше установке были проведены эксперименты по измерению угловой анизотропии γ -излучения ядер ^{22}Na и ^{24}Na , возникающей при их поляризации под действием импульсного лазерного излучения. Активность источников составляла 3–5 мк Ci, что соответствовало $\sim 10^{13}$ ядер для ^{22}Na и $\sim 10^{10}$ ядер для ^{24}Na . Характеристики γ -излучения (его энергия и последовательность спинов при γ -распаде и предшествующем ему β -распаде^{6/} представлены в таблице I.

Таблица I

Ядерные характеристики изотопов натрия

Идро	Е кэВ	$I_i \rightarrow I_f$ β -распад	$I_i \rightarrow I_f$ γ -распад	A_2	A_4
^{22}Na	1280	$3^+ \rightarrow 2^+$	$2^+ \rightarrow 0^+$	-0,714	-0,286
^{24}Na	2753	$4^+ \rightarrow 4^+$	$4^+ \rightarrow 2^+$	-0,608	-0,143

Источники в виде соли NaCl наносились на танталовую подложку и помещались в кювету, где после откачки облучались импульсным лазерным излучением в течение 8–10 с. При этом происходило испарение и разложение соли, так что не менее 70% испарившегося натрия находилось в атомарном состоянии^[7]. Кювета нагревалась до температуры 200°C, при которой эффекты дезориентации атомов на стенках минимальны. Кроме того, при этой температуре давление насыщенных паров натрия было таково, что при указанном выше числе атомов с радиоактивными ядрами не происходило их конденсации на стенках.

Полученный таким способом слой паров Na в кювете облучался циркулярно поляризованным лазерным излучением с длиной волны 589,6 нм, соответствующей D_1 линии Na (переход с основного $S_{1/2}$ в первое возбужденное $P_{1/2}$ -состояние). Диаметр лазерного луча соответствовал размерам кюветы, так что основная доля атомов натрия находилась в зоне возбуждения.

Измерения спектров γ -излучения ^{22}Na и ^{24}Na проводились при углах 0°, 30°, 45°, 60° и 90° относительно направления лазерного луча. При каждом угле измерялись 4 γ -спектра, соответствующие двум противоположным направлениям магнитного поля (по лазерному лучу и против) при включенном и выключенном лазерном пучке. Подобная методика позволяет поправки на изменение телесного угла и эффективности регистрации γ -излучения, а также поправки, связанные с влиянием магнитного поля на ФЭУ. Из сравнения интенсивности γ -излучения, принадлежащего ^{22}Na или ^{24}Na , в присутствии и без лазерного луча можно получить угловое распределение γ -излучения ядер ориентированным поляризованным светом лазера. Оно представлено на рис. 3 и для сравнения рассчитано по известному выражению^[8] для углового распределения γ -излучения ориентированных ядер

$$W(\vartheta) = 1 + A_2 P_2(\cos \vartheta) + A_4 P_4(\cos \vartheta), \quad (I)$$

где $P_2(\cos \vartheta)$ и $P_4(\cos \vartheta)$ – полиномы Лежандра, A_2 и A_4 – коэффициенты угловой корреляции, зависящие от спинов уровней и мультипольностей переходов (для γ -переходов в ^{22}Na и ^{24}Na они приведены в табл. I).

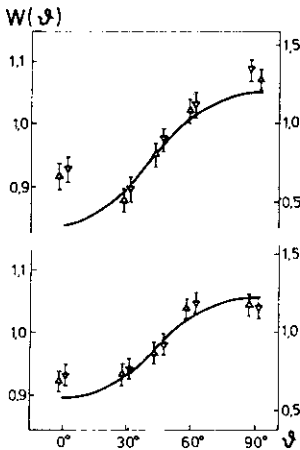


Рис.3. Угловое распределение γ -излучения ядер ^{22}Na (наверху) и ^{24}Na (внизу). Точка и левая шкала ординат - эксперимент, сплошная кривая и правая шкала - расчет по формуле (1) с поправками на угловое разрешение детекторов.

Коэффициент ослабления f_K определяется отношением степеней поляризации промежуточного (из которого происходит испускание γ -кванта) и начального состояний ядра. Если все ядра оказываются с максимальной проекцией спина $n_m(i) = \delta_{mm'}$, то выражение для f_K имеет вид

$$f_K = \left(\frac{2K}{K}\right)^{-j-K} \frac{(2I)!}{(2I-K)!} \quad (4)$$

В случае ^{22}Na ослабление поляризации при β -распаде не происходит, а для ^{24}Na значения $f_2 = 0,85$, а $f_4 = 0,50$. Измеренные значения анизотропии γ -излучения и вычисленные значения f_K позволяют определить степень поляризации исследованных ядер. Она составляет для ^{22}Na $(12 \pm 1)\%$, а для ^{24}Na $(8 \pm 1)\%$. Необходимо отметить, что эта степень поляризации является усредненной по всему интервалу времени между лазерными импульсами.

Из рис.3 видно, что угловое распределение γ -излучения является анизотропным, что указывает на ориентацию ядер под действием циркулярно-поляризованного лазерного излучения. Однако величина анизотропии (относительное превышение интенсивности γ -излучения под углом 90°), составляющая соответственно 15% и 12% для ^{22}Na и ^{24}Na , заметно меньше рассчитанной с помощью выражения (1). Это означает, что не все ядра в момент испускания γ -квантов оказываются поляризованными. В этом случае выражение для углового распределения имеет вид:

$$W(\vartheta) = \{1 + P_I \{P_2 f_2 P_2(\cos \vartheta) + A_4 f_4 P_4(\cos \vartheta)\}\}, \quad (2)$$

где P_I - степень поляризации ядер, f_K - коэффициент ослабления поляризации при β -распаде, предшествующем испусканию γ -квантов. Степень поляризации ядер со спином I определяется средней величиной проекции спина на направление лазерного излучения I_z или относительной заселенностью соответствующего магнитного подуровня n_m :

$$P_I = \left| \frac{\langle I_z \rangle}{I} \right| = \left| \frac{\sum m_i n_m}{I \sum n_m} \right|. \quad (3)$$

Обсуждение результатов

Рассмотрим подробнее процесс поляризации ядер коротким лазерным импульсом, когда его длительность (10^{-8} с) меньше времени спонтанной релаксации электронной оболочки (времени жизни возбуждаемого уровня атома натрия - $1,6 \cdot 10^{-8}$ с). В таблице 2 приведены значения изотопических сдвигов для ^{22}Na и ^{24}Na по отношению к стабильному ^{23}Na , а также величины сверхтонкого расщепления для основного и возбужденного состояний ^{10}F .

Таблица 2
Оптические характеристики изотопов натрия

Изотоп	$\Delta \nu_{\lambda}^{23\text{Na}}$ МГц	$\Delta \nu_{\text{с.т.}}(S_{\lambda})$ МГц	$\Delta \nu_{\text{с.т.}}(P_{\lambda})$ МГц
^{22}Na	-754	1220	130
^{23}Na	0	1772	190
^{24}Na	+705	1140	126

Из таблицы 2 видно, что при ширине лазерной линии возбуждения 20 ГГц обеспечивается полное перекрытие всех изотопических сдвигов и компонент сверхтонкой структуры, а также доплеровского контура атомов Na в кювете (величина последнего составляет ~ 2 ГГц). Поэтому при энергии лазерного импульса 0,15 мДж ($\sim 10^{15}$ фотонов) имеет место насыщение атомного перехода, т.е. за время лазерного импульса (10^{-8} с) практически все атомы Na , попавшие в зону облучения, испытывают резонансное возбуждение, и может реализоваться режим раби-осцилляций.

В режиме раби-осцилляций степень поляризации ядер определяется выражением:

$$P_i = \frac{100\%}{(2I+1)(2J+1)} \sum_{m_F} P_{m_F}, \quad (5)$$

где I и J - соответственно спины ядра и электронной оболочки, F - полный момент атома, m_F - его проекция на направление лазерного луча, P_{m_F} - коэффициент поляризации. Выражение для P_{m_F} и его конкретные величины при различных значениях I , J и F получены в работе 11 . На рис. 4 представлен один из параметров расчета - зависимость степени поляризации ядра ^{22}Na от параметра Z , который определяется частотой раби-осцилляций $\Omega(t)$:

$$Z = \int_0^{\tau} \Omega(t) dt, \quad (6)$$

где τ - длительность лазерного импульса. Частота раби-осцилляций зависит от величины матричного элемента атомного перехода $V(J)$, мощности W лазерного импульса и длины волны λ светового излучения

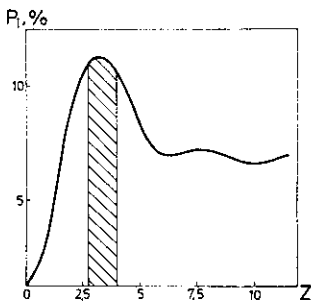


Рис. 4. Зависимость степени поляризации ядер ^{22}Na от параметра Z , определяемого выражением (6). Заштрихованная область соответствует используемой в опытах интенсивности светового излучения лазера.

импульса. При этом степень поляризации ядра уменьшается, но она восстанавливается до более высокого значения во время следующего лазерного импульса. За несколько лазерных импульсов можно достигнуть, в принципе, степени поляризации, близкой к 100%, как и при оптической накачке. Однако в реальных условиях этого не происходит из-за рассмотренных выше эффектов деполаризации на стенках кюветы и из-за столкновений с атомами примесей. В наших экспериментах время между импульсами лазерного излучения составляло 80 мс, и поэтому влияние деполаризации могло быть значительным.

Деполаризация атомов Na , а также то обстоятельство, что не все они испытывают резонансное возбуждение (часть атомов адсорбирована стенками кюветы или находится в виде соединений) и объясняют наблюдаемую степень поляризации ядер ^{22}Na и ^{24}Na , значительно меньшую 100% и близкую к той, которая следует из расчетов для одного лазерного импульса. По-видимому, рост степени поляризации ядер с каждым лазерным импульсом компенсируется их деполаризацией между импульсами (время деполаризации должно составлять десятые доли секунды).

Такой механизм ориентации ядер подтверждается и измерениями угловой анизотропии и поляризации резонансно флуоресцентного излучения, а также зависимости этих величин от мощности лазерного излучения

$$\Omega \sim W V(-1) \kappa. \quad (7)$$

Из рис. 4 видно, что зависимость степени поляризации от мощности лазерного излучения является осциллирующей функцией. Подобная зависимость имеет место и для ядра ^{24}Na . Максимум в этой зависимости, когда степень поляризации составляет $\sim 12\%$, соответствует такой мощности лазерного излучения, при которой за время импульса излучения происходит лишь один индуцированный переход в возбужденное состояние атома (режим π -импульса). При мощности, близкой к той, которая требуется для достижения режима π -импульса, и проводились измерения углового распределения γ -излучения.

Спонтанный переход из возбужденного состояния атома в основное происходит уже после окончания лазерного

для стабильного изотопа $^{23}\text{Na}/^{12}\text{C}$. Эти измерения позволили определить степень ориентации атома после π -импульса и после спонтанной релаксации электронной оболочки, а отсюда и однозначно связанную с ними степень поляризации ядра, хорошо согласующуюся с расчетом по формулам (5 - 6).

Таким образом, проведенные измерения и расчеты показали, что импульсное циркулярно-поляризованное лазерное излучение позволяет достигнуть степени поляризации ядер, достаточной для экспериментов с радиоактивными нуклидами. При этом поляризация осуществляется за один лазерный импульс и при его малой длительности и высокой мощности - за время до 10^{-10} с, что открывает перспективы исследования короткоживущих ядер.

Литература

1. Harper W., Rev.Mod.Phys., 1972, 44, p.170.
2. Kastler A., Opt. Soc. Amer., 1957, 47, p.460.
3. Зарецкий Д.Ф., Козлинский А.В., ЯФ, 1980, 31, с.891.
4. Zaretsky D.F., International Summer School on Hyperfine Interactions and Physics with Oriented Nuclei, Charles University, Prague, 1985, part 1, p. 334.
5. Резонансные взаимодействия света с веществом, М., Наука, 1977.
6. Lederer J., Shirley V., Tables of Isotopes, 7th Edition, John Wiley, 1978.
7. Анисимов С.И., в книге "Действие излучения большой мощности на материалы", М., Наука, 1970, с. 179.
8. Фрауэнфельдер Г., Стеффен Р., "Угловое распределение излучения", в книге: Альфа-бета-и гамма-спектроскопия". ред. К.Зигбан - М., Атомиздат, 1969, в. 3, с. 124.
9. Гроот С., Толжук Х. "Ориентирование ядер при низких температурах", там же, с. 309.
10. Touchard F., Serre J.M., Bittenbach S. e.a., Phys. Rev. C., 1982, v.25, p.2756.
11. Зарецкий Д.Ф., Козлинский А.В., ЯФ, , 1985, т. 42, с. 317.
12. Исосимов И.Н., Наумов Ю.В. - Тезисы XXXIII Сессии по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Л., Наука, 1983, с. 500.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 февраля 1989 года.