

ЛЮБОШИЦЦ В.А.

18/XI-64.

†

БЗ-1875

БЗ-1875



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

В.Л.Любошиц

БЗ - 1875

Деполаризация  $\Sigma^+$  - гиперонов в конденсированных  
средах.

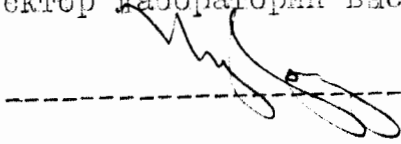
с. 90. 818

О т ч ё т

31 X 64

" УТВЕРЖДАЮ "

Директор Лаборатории высоких энергий



В.И.ВЕКСЛЕР

" 30 " сентября 1964 года

Дубна, 1963-64 г.

## I Введение.

Деполаризация  $\mu^+$  - мезона в атоме ( $\mu^+e^-$ ) исследовалась в целом ряде теоретических и экспериментальных работ [1,2,3]. Поскольку время жизни  $\mu^+$  мезона очень велико по сравнению с временем, характерным для сверхтонкого расщепления, усредненная деполаризация в этом случае не зависит от величины сверхтонкого расщепления. Однако для быстрораспадающихся нестабильных частиц зависимость усредненной деполаризации от частоты сверхтонкого, а следовательно от магнитного момента, становится существенной [4]. Этот факт позволяет определить магнитный момент  $\Sigma^+$  -гиперона косвенным путем из анализа экспериментальных данных по изменению асимметрии в распаде  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  в начале и в конце трека [4].

В настоящей работе исследуется механизм деполаризации  $\Sigma^+$  -гиперона в некоторых характерных веществах и анализируется, какие среды наиболее пригодны для определения магнитного момента  $\Sigma^+$  - гиперона из данных по его деполаризации.

### 4.1. Образование аммония в конденсированных средах.

#### § I. Замедление $\Sigma^+$ - гиперонов до боровских скоростей.

Время замедления  $\Sigma^+$  -гиперона в конденсированной среде до скоростей порядка  $10^8$  см/сек мы можем оценить по опытной ионизационной теории [6]

$$t = \frac{\mu_Z m}{8\pi e^4 z N} \left(\frac{J}{2m}\right)^{3/2} \int_{\frac{1}{2} \ln \frac{2m v^2}{J}}^{\frac{3}{2} \ln \frac{2m v^2}{J}} \frac{e^u du}{u} \sim \frac{\mu_Z m}{8\pi e^4 z N} \frac{v^3}{3 \ln \frac{2m v^2}{J}}$$

Здесь  $J$  - некоторый усредненный ионизационный потенциал  $\sim 10^8$  эв, для  $A, B, C, N, Z \sim 10^{24} \text{ см}^{-3}$ . При  $v_1 = 0,3 \text{ с}$   
 $v_2 \sim 10^8 \text{ см/сек}$ ,  $t \sim \frac{10^{-24} \cdot 10^{-27} \cdot 10^{30}}{10^{-40} \cdot 10^{24} \cdot 10^4} \sim 10^{-9} \text{ сек}$

При  $v_1 \sim 5 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$   $t \sim 10^{-10} \text{ сек}$ .

Так как вероятность захвата заряженной частицей электрона при  $v > 10^8 \text{ см/сек}$  очень малы, мы приходим к выводу, что около трети первичных  $\Sigma^+$  - гиперонов распадаются в свободном состоянии. Заметим, однако, что  $\Sigma^+$  - гипероны, движущиеся со скоростью  $\sim 10^9 \text{ см/сек}$  могут быть непосредственно идентифицированы, так как им соответствует трек конечной длины. Рассматривая распады  $\Sigma^+$  гиперонов только в конце трека, мы тем самым заведомо исключаем из рассмотрения  $\Sigma^+$  - гипероны, движущиеся со скоростями, большими боровских.

§ 2. Деполяризация свободного  $\Sigma^+$  - гиперона при замедлении до боровских скоростей.

Простые оценки показывают, что за время замедления до боровских скоростей свободный  $\Sigma^+$  - гиперон почти не деполаризуется.

а) Влияние внутренних магнитных полей.

Время пролета  $\Sigma^+$  вблизи атома почти порядка  $10^{-16} - 10^{-15} \text{ сек}$ . За время  $t \sim 10^{-10} \text{ сек}$  происходит  $10^5 - 10^6$  столкновений. Средний квадратичный поворот спина за счёт процесса имеет порядок величины  $\langle \theta \rangle^2 \sim (\beta H t c m)^2 n$ ;

$\beta = \frac{e}{2m_s c} \sim 10^4$ ,  $H$  вблизи атома равно около  $10^5 \text{ гс}$   
 Отсюда  $\Delta p = \frac{1}{2} \langle \theta \rangle^2 \sim 10^{-6} - 10^{-4} \%$

Следует подчеркнуть, что приведенная оценка относится к парамагнетикам. У невозбудительных <sup>оседей</sup> диамагнетиков, о которых в дальнейшем, собственно и будет идти речь (см. выше), атомное магнитное поле вообще равно нулю.

б) Внешние кристаллического поля.

Порядок величины кристаллического поля  $\frac{e}{b^2}$ , где  $b$  - расстояние между атомами. Уравнение движения спина

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{1}{c} \beta [\vec{E} \vec{v}] \vec{S}$$

Средний квадратичный угол поворота

$$|\Delta\theta|^2 \sim \left( \frac{\beta v}{c} E \Delta t \right)^2 n$$

где  $n$  - число столкновений между атомами среды в результате которых поле переориентируется,  $\Delta t \sim \frac{1}{\sigma_k N v_{\text{тепл}}}$ , где  $\sigma_k \sim 10^{-16} \text{ см}^2$ ,  $N \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ,  $v_{\text{тепл}}$  - тепловая скорость ( $\sim 10^4 \text{ см/сек}$ )  
Отсюда  $\Delta t \sim 10^{-11}$  сек,  $n \sim 10$ . Получаем  $\Delta p \sim 10^{-3} \% \ll 91\%$ .

в) Деполаризация за счёт кулоновского рассеяния.

При отклонении на угол  $\theta$  релятивистский поворот спина [7]

$$\mathcal{R} = \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \theta$$

При одном столкновении

$$\Delta p \sim |\mathcal{R}|^2 \sim \frac{v^4}{c^4} \left( \frac{e^2}{m_Z v^2} \right)^2 \frac{1}{\pi \alpha_0^2}$$

За время замедления

$$|\mathcal{R}|^2 = \int_{v_2}^{v_1} \frac{v^4}{c^4} \left( \frac{e^2}{m_Z v^2} \right)^2 \frac{1}{\pi \alpha_0^2} Z N v dt = \frac{v_0^4 m}{c^4 m_Z} \frac{1}{4\pi Z}$$

$$(N v dt = m_Z v dv)$$

При

$$\frac{v}{c} = 0,3 \quad \frac{v^4}{c^4} \sim 10^{-3}, \quad Z \sim 100$$

$$\Delta p = \frac{1}{2} \langle \theta \rangle^2 \sim 10^{-6} \%$$

Вывод. В боровскую область свободный  $\Sigma^+$  - гиперон вступает почти не деполаризованным. Во всяком случае  $\Delta P \lesssim 10^{-2} - 10^{-1} \%$

### § 3. Критерий Мессии для образования связанных состояний $(\Sigma^+ e^-)$

Как следует из адиабатической теории и подтверждено широким классом экспериментов [8-II], процесс захвата электронов заряженной частицей наиболее вероятен в том случае когда выполняется критерий Мессии:

$$\frac{|E_0 - E_1| \alpha_0}{\hbar v} \sim 1$$

Здесь  $E_0$  - энергия ионизации для атома (молекулы) среды,  $E_1$  - энергия ионизация атома, образовавшегося при захвате,  $\alpha_0$  - величина порядка размеров атомов среды,  $v$  - относительная скорость. При  $v \sim \frac{\Delta E \alpha_0}{\hbar}$  сечение захвата должно быть по порядку величины равно  $\pi R^2$ , где прицельный параметр  $R = \frac{e^2}{E_0} + \frac{\hbar}{\sqrt{2mE_0}} \ln \frac{\hbar v}{e^2}$ . Логарифмический член является существенным при малых скоростях

$$v \ll \frac{e^2}{\hbar}.$$

При  $v < \frac{\Delta E \alpha_0}{\hbar}$  имеет место эмпирическая адиабатическая формула Харстеда [12], которая также может быть получена теоретически на основе той или иной конкретной модели (см. I3-I4). Мы можем написать для сечения захвата электрона  $\Sigma^+$  -гипероном

$$\sigma \sim \pi R^2 e^{-\frac{|\Delta E| \alpha_0}{\hbar v}} \left( \frac{|\Delta E| \alpha_0}{\hbar v} \right)$$

где  $R = \frac{e^2}{E_0} + \frac{\hbar}{\sqrt{2mE_0}} \ln \frac{e^2}{\hbar v}$

При  $v \gg v_0$  (боровская область) сечение захвата как показано Моттом и Мессии также быстро спадает по степенному закону

В отношении захвата электронов следует различать среды с неглубокими уровнями ( $\sim 1$  эв) и среды с уровнями порядка 10 эв.

В первом случае  $\sigma_{max} \sim 10^{-16} \text{ см}^2$ . Например, для  $\text{AgBr}$   
 $E_0 = 1,35 \text{ эв}$ , в результате  $\sigma_{max} \sim 10^{-24} \text{ см}^2$

Во втором случае  $\sigma_{max} \sim 10^{-16} \text{ см}^2$  (например захват электронов в конденсированных инертных газах).

Для  $\text{AgBr}$  сечение захвата электрона  $\Sigma^+$  гиперонном-мезонном

имеет порядок величины (речь идет о захвате на основной уровень)

При  $v \sim 10^7 \text{ см/сек}$   $\sigma \sim 10^{-16} \text{ см}^2$

$v \sim 10^8 \text{ см/сек}$   $\sigma \sim 10^{-14} \text{ см}^2$

$v \sim 10^9 \text{ см/сек}$   $\sigma \sim 10^{-19} \text{ см}^2$

$v \sim 10^6 \text{ см/сек}$   $\sigma \sim 10^{-22} \text{ см}^2$

Если разность между уровнями ( $\Sigma^+ e^-$ ) и атома среды мала, сечение захвата максимально при скоростях, гораздо меньших чем  $10^8 \text{ см/сек}$

Например, в случае аргона  $\Delta E = 2 \text{ эв}$ ,  $v_0 \sim 2 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$

$\sigma_{max} \sim 10^{-15} \text{ см}^2$  (за счёт туннельного эффекта). Для криптона  $\Delta E \sim 0,49 \text{ эв}$ ,  $v_0 \sim 4 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ ,  $\sigma_{max} \sim 10^{-15} \text{ см}^2$ .

#### § 4 Захват на возбужденные уровни.

С самого начала следует подчеркнуть, что вследствие выполнения критерия Мессе, в области, где вероятен захват электрона на основной уровень, вероятность захвата электронов на возбужденные уровни крайне мала.

Для сред с ионизационными потенциалом меньшим, чем потенциал <sup>ионизации</sup> мощности (последний, как и атома водорода равен 13,5 эв) первоначально захват происходит преимущественно на основной уровень. Те  $\Sigma^+$  - гипероны, которые остались

свободными, при уменьшении скорости захватывают электроны на возбужденные уровни. Такая ситуация должна иметь место в  $AgVc$ . Если же уровни электронов для атомов среды глубже, чем основной уровень атома  $(\Sigma^+e^-)$ , из-за адиабатического критерия в области малых скоростей захват электронов на возбужденные уровни во много раз менее интенсивен, чем захват на основной уровень. По порядку величины отношение  $\sigma_{возб}/\sigma_{осн}$  равно  $e^{-\frac{|E_{возб} - E_{осн}|}{\hbar v}}$ .

### § 5 Ионизация атома $(\Sigma^+e^-)$

Сечение ионизации атома  $(\Sigma^+e^-)$ , также как и сечение его возбуждения, равно по порядку величины  $10^{-16} \text{ см}^2$  в области  $v \sim 10^8 \text{ см/сек.}$

При  $v > v_0$  оно уменьшается по закону  $\sigma \sim \pi d_0^{(n)} \left(\frac{e^2}{\hbar v}\right)^2$  (борновское приближение),  $d_0^{(n)} = d_0^{(1)} n^2$ . Здесь  $d_0^{(1)} = \frac{\hbar^2}{me^2}$ ,  $n$  - номер возбужденного уровня.

При  $v < v_0$  сечение ионизации (возбуждения) также уменьшается, но теперь уже по адиабатическому закону:

$$\sigma = \pi d_0^2 e^{-\frac{v_0}{v}} \frac{v_0}{v}$$

где  $v_0 = \sqrt{\frac{2J}{m}}$ ,  $J$  - потенциал ионизации.

ж Гриттенвиу и Вольф измерили сечения процессов

$He^+ + He \rightarrow He(^3P) + He^+$  и  $He^+ + He \rightarrow He(^1S) + He^+$  при энергии ионов 400 эв. При этом оказалось, что эффективное сечение первого процесса примерно в 1000 раз меньше, чем эффективное сечение второго [8, 15]



Таким образом, если считать, что в конденсированной среде

$$\begin{aligned} N &\sim 10^{23} \text{ см}^{-3} & \text{при } v &\sim 10^9 \text{ см/сек} & \sigma &\sim 10^{-18} \text{ см}^2 \\ & & v &\sim 10^7 \text{ см/сек} & \sigma &\sim 10^{-19} \text{ см}^2 \\ & & v &\sim 5 \cdot 10^6 \text{ см/сек} & \sigma &\sim 10^{-22} \text{ см}^2 \end{aligned}$$

§ 6. Оценка соотношения между свободными  $\Sigma^+$  - гиперонами атомами ( $\Sigma^+ e^-$ ) в основном состоянии и атомами ( $\Sigma^+ e^-$ ) в возбужденном состоянии.

а) Среды с малым ионизационным потенциалом ( $AgBr$ )

В области  $v \sim v_0^{(1)}$  образованием атомов в возбужденных состояниях можно пренебречь.

Тогда

$$\frac{dx}{dt} = \omega_1(1-x) - \omega_2 x$$

$$x = \frac{\omega_1}{\omega_1 + \omega_2} \left( 1 - e^{-(\omega_1 + \omega_2)t} \right)$$

$$\omega_1 = zN \sigma_{зах} v_0^{(1)} \sim 10^{17} \text{ сек}^{-1}$$

$$\omega_2 \sim \sigma_{ион} N v_0^{(1)} \sim 10^{15} \text{ сек}^{-1}$$

Отсюда  $x \sim 0,99$  уже за время  $t \geq \frac{1}{\omega_1 + \omega_2} \sim 10^{-17}$  сек.

Таким образом, при прохождении  $\Sigma^+$  через среду с неглубоким уровнями через время порядка  $10^{-17}$  сек доля  $\Sigma_2^+$ , находящихся в свободном состоянии составляет примерно  $\left(\frac{E_0}{E_1}\right)^2$ , где  $E_0$  - потенциал ионизации в молекуле или кристалле,  $E_1$  - потенциал ионизации атома ( $\Sigma^+ e^-$ ) Для  $AgBr$   $\left(\frac{E_0}{E_1}\right)^2 \sim 10^{-2}$

В дальнейшем вследствие столкновений второго рода атомы сигмниония переходят в возбужденное состояние. В свою очередь атомы  $(\Sigma^+e^-)$  могут снова возвратиться в основное состояние или потерять электрон. Характерные времена для этих процессов порядка  $10^{-15}$  сек. Отношение числа атомов сигмниония в основном состоянии к числу атомов в возбужденном состоянии при равно примерно  $\sigma_2/\sigma_1$ , где  $\sigma_1$  - сечение перехода сигмниония из основного в возбужденное состояние,  $\sigma_2$  - сечение перехода из возбужденного состояния в основное + сечение ионизации.

Сечение ионизации атома  $(\Sigma^+e^-)$  - в первом возбужденном состоянии в несколько раз больше сечения возбуждения атома  $(\Sigma^+e^-)$  - в основном состоянии. Следовательно, уже при непосредственном выходе из области скоростей  $10^8$  см/сек доля возбужденных атомов может составлять всего 10-15%.

В дальнейшем решающее значение играет передача возбуждения атомами сигмниония атомам (молекулам) среды. При этом возбужденные атомы  $(\Sigma^+e^-)$  переходят в основное состояние, а такое же количество атомов (молекул) среды оказывается в возбужденном состоянии с наибольшей вероятностью происходит при этом возбуждение тех уровней атомов (молекул) среды, которые наиболее близки по значению к возбужденному уровню атома алпмиония.

Так как изменение внутренней энергии при передаче возбуждения гораздо меньше, чем изменение внутренней энергии при возбуждении  $(\Sigma^+e^-)$ , эффективное сечение для передачи возбуждения имеет порядок величины газокинетического ( $10^{-16}$  см<sup>2</sup>) при малых скоростях ( $10^6 - 10^7$  см/сек). В то же время  $\sigma_{возб}$  и  $\sigma_{ион}$  в этой области скоростей крайне малы согласно адиабатическому критерию Мессе ( $\sim 10^{-19} - 10^{-22}$  см<sup>2</sup>). Таким образом при

$10^7$  см/сек можно гарантировать, что практически все  $\Sigma^+$ -гипероны находятся в связанном состоянии, причем электроны занимают основной, наиболее глубокий уровень  $1S_0$ . Исходя из вышеизложенного, можно сделать вывод, что фотоэмульсия является средой в которой при скоростях порядка  $10^7$  см/сек все  $\Sigma^+$ -гипероны находятся в связанном основном состоянии. Это обусловлено тем, что как *AgBr*, так и желатина имеют неглубокие уровни порядка 1 эв.

б) Среды с потенциалом ионизации, близким к 13,5 эв.

Благоприятными в отношении образования атомов  $(\Sigma^+e^-)$  в основном состоянии являются также среды с потенциалом ионизации, близким к потенциалу ионизации атома  $(\Sigma^+e^-)$ . Следует подчеркнуть, что вещества, в которых происходит замедление должны быть достаточно плотными (конденсированными), иначе не успеют замедлиться до боровских скоростей. Поэтому в дальнейшем, когда мы будем говорить о веществах, которые в нормальных условиях являются газами, речь будет идти о жидком состоянии этих веществ. Рассмотрим, например образование атомов в жидком криптоне.

Разность ионизационных потенциалов в этом случае равна всего 0,5 эв ( $E_0 = 13,96$  эв,  $E_1 = 13,5$  эв). При скоростях порядка  $10^8$  см/сек сечение образования  $(\Sigma^+e^-)$  в основном состоянии

$$\sigma \sim \pi a_0^2 \left( \frac{\Delta E a_0}{\hbar v} \right)^5 \sim 10^{-22} (10^{-23}) \text{ см}^2$$

В этой области скоростей электроны захватываются на возбужденные уровни ( $\sigma_{\text{возб}} \sim 10^{-16}$  см<sup>2</sup>). Такой же порядок величины имеет и сечение ионизации. Отсюда следует, что при  $v \sim 10^8$  см/сек

несколько десятков процентов  $\Sigma^+$  гиперонов еще находится в свободном состоянии, остальные же захватили электроны на возбужденные уровни.

В области скоростей  $10^{+7} - 5 \cdot 10^6$  см/сек свободные  $\Sigma^+$ -гипероны захватывают электроны на основной уровень. Сечение ионизации в этой области примерно в  $10^5 - 10^6$  раз меньше, чем сечение захвата электронов. Таким образом, те  $\Sigma^+$ -гипероны, которые вошли в эту область скорости свободными - переходят в атомы ( $\Sigma^+e^-$ ) в основном состоянии. Что касается тех возбужденных сигмиев, которые образовались при  $v \sim 10^8$  см/сек, то они передают свою энергию возбуждения атомом криптона и также оказываются в основном состоянии. Сечение процесса передачи возбуждения, как мы уже говорили в первой части этого параграфа, при  $v \sim 10^6 - 10^7$  см/сек имеет порядок величины 10-15 см<sup>2</sup>, а вероятность передачи возбуждения

$$\omega \sim \sigma N v \sim 10^{14} \text{ сек}^{-1}$$

Так как возбужденных атомов криптона крайне мала, вероятностью "обратной" передачи возбуждения от криптона атомам ( $\Sigma^+e^-$ ) можно пренебречь.

В итоге в области  $v \sim 10^7$  см/сек практически все  $\Sigma^+$ -гипероны "одеть" электронами на основных уровнях.

Вполне пригодным для образования атомов сигмиев в основном состоянии является также аргон ( $E_0 = 15,74$  эв). В этом случае  $|\Delta E| = 2,25$  эв и соответствующая скорость  $v \sim 2 \cdot 10^7$  см/сек. При  $v = v_0$  отношение сечения ионизации (или  $\neq$  возбуждения) к сечению захвата электрона на основной уровень равно около  $3 \cdot 10^{-3}$ . При меньших скоростях это соотношение становится совсем

ничтожным . Так что и в случае аргона в области  $v \sim 10^7$  см/сек все  $\Sigma^+$  гипероны образуют атомы сигмиеония в основном состоянии.

В инертных газах с очень глубокими уровнями ( гелий, неон) число свободных  $\Sigma^+$  - гиперонов примерно равно числу атомов ( $\Sigma^+e^-$ ) в основном состоянии. Следовательно, для экспериментов по деполяризации  $\Sigma^+$  вещества с очень глубокими уровнями фактически не пригодны.

Эксперименты с  $\mu^+$  - мезоном подтверждают тот факт, что в аргоне происходит почти 100% - образование мюония. Правда, в следствие большого времени жизни  $\mu^+$  - мезона в этом случае, казалось бы, могли играть роль медленные процессы, например, радиационный захват электрона ( $\sigma \sim 10^{-21} - 10^{-22} \text{ см}^2$ )

Однако, исходя из оценок, сделанных выше, можно сделать вывод, что атомы в основном состоянии как для  $\Sigma^+$  - гиперонов, так и для  $\mu^+$  - мезонов, образуются непосредственно при выходе из боровской области скоростей ( при  $v \sim 10^7 \sim 10^6$  см/сек)

Для  $\mu^+$  - мезона время замедления до скоростей порядка  $10^7 - 10^6$  см/сек заведомо ничтожно по сравнению с временем жизни ( $10^{-8}$  %).

В нашем случае процесс замедления нуждается в более подробном исследовании . К этому вопросу мы вернемся несколько выше.

### § 7 Роль образования отрицательных ионов ( $\Sigma^+e^-e^-$ )

Следует упомянуть о том, что в принципе возможно образование отрицательного иона сигмиеония ( атом  $\Sigma^+e^-$  захватывает один электрон). Согласно экспериментальным данным ( Козлов, Фогель, Стратенко) максимум сечения образования отрицательного иона ( $H^+e^-e^-$ ), (а, следовательно, и ( $\Sigma^+e^-e^-$ )) не достигает величины  $10^{-17} \text{ см}^2$  [16,17] . В то же время, как пока-

зывает теоретические оценки и подтверждает эксперимент, захвату одного электрона соответствуют максимальные сечения  $10^{-15} - 10^{-14} \text{ см}^2$ . Энергия связи второго электрона в сигмнионии равна  $0,7 \text{ эв}$ . Поэтому в случае инертных газов область скоростей  $5 \cdot 10^6 - 10^7 \text{ см/сек}$ , где наиболее вероятно образование сигмнионии в основном состоянии, для процесса захвата атомом  $(\Sigma^+ e^-)$  еще одного электрона является адиабатической. Сечение процесса  $(\Sigma^+ e^-) + e^- \rightarrow (\Sigma^+ e^- e^-)$  при этом крайне мало ( $\sim 10^{-20} - 10^{-23} \text{ см}^2$ ).

Если речь идёт о молекулах или кристаллах с неглубокими электронными уровнями, при  $v \sim 10^6 - 10^7 \text{ см/сек}$  сечение захвата второго электрона атомом сигмнионии может составить около  $10^{-17} \text{ см}^2$ . Однако сечение потери электрона ионом  $(\Sigma^+ 2e^-)$  имеет порядок величины  $\frac{e^2}{E^2}$ , где  $E = 0,7 \text{ эв}$ , т.е.  $10^{-14} \text{ см}^2$ . Поэтому доля отрицательных ионов должна составлять десятые доли процента.

## II. Влияние ионизации и возбуждения на механизм деполаризации сигмнионии.

### § I. Условие для чисто "сигмниониевого" механизма деполаризации.

Из приведенных выше оценок следует, что при достижении скоростей порядка  $10^7 - 5 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$  большую часть времени  $\Sigma^+$  - гипероны проводят в связанном состоянии. Однако этого ещё не достаточно для того, чтобы мы могли непосредственно воспользоваться формулами п. I. приложения.

Если вероятность ионизации (возбуждения) в I сек много больше частоты сверхтонкого расщепления и  $T\omega_{ион} \ll 1$ ,

$$p = \left(\frac{1}{2}\right)^n (1 + \cos \omega_0 \Delta t)^n \approx \left(\frac{1 + \cos \frac{\omega_0}{\omega_{ион}}}{2}\right)^{T\omega_{ион}} \approx \left(1 - \frac{1}{4} \frac{\omega_0^2}{\omega_{ион}^2}\right)^{T\omega_{ион}} \approx 1 - \frac{T\omega_0^2}{4\omega_{ион}} \quad (T \rightarrow \tau_{\mu^+}, \tau_{\Sigma^+})$$

Отсюда  $\Delta p = \frac{1}{4} T \omega_0 \frac{\omega_0}{\omega_{ион}}$

При  $T\omega_0 \ll 1$   $\Delta p \ll 1$  (ср [3])

Таким образом при  $\omega_{ион} \gg \omega_0$   $\Sigma^+$ -гиперон ведёт себя практически как свободный.

Если же  $T\omega_{ион} \sim 1$ , ( $T\omega_{ион} \sim 2, 5$ ), и  $\omega_0 \sim \omega_{ион}$  <sup>приближения</sup>, попрежнему нельзя пользоваться формулами, так как в этом случае может оказаться, что  $\Delta p \sim 1$ .

Таким образом чисто мюниевый или сигмниевый механизм деполаризации имеет место, если

$$T\omega_{ион} \ll 1, \quad \omega_{ион} \ll \omega_0, \quad \text{и} \quad \frac{T\omega_0^2}{\omega_{ион}} \ll 1$$

Для мюния первое неравенство является более сильным. Мы получаем

$$\omega_{ион} \ll 10^6 \text{ сек}^{-1}$$

Для сигмниона, вследствие того, что, по всей видимости  $\omega_0 \sim 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ , чисто сигмниевый механизм деполаризации имеет место при

$$\omega_{ион} \ll 10^{12} \text{ сек}^{-1}$$

При  $v \sim 10^7$  см/сек сечение ионизации имеет порядок величины  $10^{-19}$  см<sup>2</sup>,  $\omega_{ион} \sim 10^{-19} \cdot 10^{23} 10^7 = 10^{11}$  сек<sup>-1</sup> при  $v \sim 5 \cdot 10^6$  см/сек  $\omega_{ион} \sim 10^8$  сек<sup>-1</sup>, при  $v \sim 10^6$  см/сек  $\omega_{ион} \rightarrow 0$ .

Таким образом, влияние ионизации становится совершенно несущественным при  $v \sim 10^6$  см/сек.

§ 2. Замедление в средах с малым ионизационным потенциалом до скоростей порядка  $10^6$  см/сек.

Область скоростей от  $v_1 \sim 10^8$  см/сек до  $v_2 \sim 0,5 \cdot 10^7$  см/сек соответствует энергии от  $10^4$  эв до 20-25 эв. В этой области скоростей. Замедление происходит за счёт ионизации и возбуждения атомов среды, а также упругого рассеяния.

Оценим сначала порядок эффективно~~го~~ торможения для отрыва внешнего электрона.

В области  $10^8 - 10^7$  см/сек для сред с малым потенциалом ионизации (например для  $AgBr$ ) адиабатический спад сечений еще не имеет места, он начинается при меньших скоростях. Поэтому мы можем считать, что при  $v \sim 10^7 - 10^8$  см/сек эффективное торможение равно

$$\chi_1^{(0)} = \pi \alpha_0^2 \epsilon N v \quad (\sim 10^{15} - 10^{14} \text{ вольт/сек})$$

Здесь  $N$  — число внешних электронов в 1 см<sup>3</sup>  $\sim 10^{23}$  см<sup>-3</sup>.

При  $v < 10^7$  см/сек сечение ионизации быстро уменьшается по адиабатическому закону. Поэтому

$$\chi_1^{(1)} \sim \pi \alpha_0^2 \epsilon N v e^{-10^7/v}$$

При  $v \sim 10^6$  см/сек  $\chi_1^{(1)} \sim 10^{10}$  вольт/сек

Сечение упругого рассеяния на углы  $\theta \sim 1$  при  $\frac{M_2 v^2}{2} > J$ ,

где  $J$  — средняя энергия связи в атоме\*, по порядку величины

равно  $\left(\frac{Z'e^2}{M_2 v^2}\right)^2$ , где  $Z' < Z \sim 10-20$ . Откуда при  $10^7 < v < 10^8$  см/сек  $\chi_2^{(0)} \sim \frac{Z'^2 e^4}{M_2 v} N$ , где  $M_2$  — мас-

са атомов (молекул) среды.  $\chi_2$  имеет порядок величины  $10^{13}$  вольт/сек при  $v \sim 10^8$  см/сек,  $10^{14}$  вольт/сек при  $v \sim 10^7$  см/сек

\*) В модели Томаса-Ферми  $J \sim \frac{e^2}{a_0} Z^{1/3}$



В области скоростей  $10^6 < v < 10^7$  бун-тао<sup>2</sup>. Отсюда

$$\chi_2^{(1)} \approx \pi \alpha_0^2 \frac{M_\Sigma^2 v^2}{M_{cp}} N v$$

При  $v \sim 10^7$  см/сек  $\chi_2^{(1)} = 10^{14}$  вольт/сек, при

$v \sim 10^6$  см/сек  $\chi_2^{(1)} \sim 10^{11}$  вольт/сек.

При упругом рассеянии на малые углы передача энергии атомом среды очень мала ( $\sim \sin^2 \theta$ ). Эффективное торможение, соответствующее рассеянию на малые углы при  $v > 10^7$  см/сек порядка  $\chi_2^{(1)}$ , при  $v < 10^7$  см/сек порядка  $10^8$ , при  $v < 10^7$  см/сек оно меньше, чем  $\chi_2^{(1)}$ .

Для времени замедления  $t$  мы получим оценку

$$\begin{aligned} t &\sim \int_{10^7}^{10^8} \frac{M_\Sigma v dv}{\chi_1^{(1)} + \chi_2^{(1)}} + \int_{10^6}^{10^7} \frac{M_\Sigma v dv}{\chi_1^{(1)} + \chi_2^{(1)}} \sim \\ &\sim \int_{10^7}^{10^8} \frac{M_\Sigma v dv}{\chi_1^{(1)}} + \int_{10^6}^{10^7} \frac{M_\Sigma v dv}{\chi_2^{(1)}} \sim \\ &\sim \int_{10^7}^{10^8} \frac{M_\Sigma dv}{\pi \alpha_0^2 \epsilon N} + \int_{10^6}^{10^7} \frac{M_{cp} dv}{M_\Sigma \pi \alpha_0^2 v^2 N} \\ t_1 &\sim \int_{10^7}^{10^8} \frac{M_\Sigma dv}{\pi \alpha_0^2 \epsilon N} \sim \frac{10^{-24} \cdot 10^8}{10^{-16} \cdot 10^{23} \cdot 10^{12}} \sim 10^{-11} \text{ сек} \\ t_2 &\sim \int_{10^6}^{10^7} \frac{M_{cp} dv}{M_\Sigma \pi \alpha_0^2 v^2 N} \sim 10^{-11} \text{ сек} \end{aligned}$$

Учитывая грубость нашей оценки, будем считать, что  $t \sim 10^{-11} - 10^{-10}$  сек. Таким образом, считать, что процессы ионизации заведомо не влияют на деполяризацию  $\Sigma^+$ , например, в фотоэмульсии мы не сможем.

Следует подчеркнуть, что для мюония влияние ионизации на процесс деполяризации заведомо несущественно. В этом случае

$t \sim 10^{-11}$  сек -  $10^{-12}$  сек, т.е.  $t \sim 10^{-5} \ll 1$ .

§ 3. Замедление в средах с ионизационным потенциалом порядка 10 эв до скоростей около  $10^6$  см/сек.

Если мы используем при изучении деполяризации  $\Sigma^+$  не фотоэмульсию, а жидкий аргон или криптон, в области от  $10^8$  см/сек до  $10^6$  см/сек сечение ионизации мало, так как оно быстро спадает по адиабатическому закону:

$$\sigma \sim \pi a_0^2 e^{-I a_0 / \hbar v} \left( \frac{I a_0}{\hbar v} \right) \left( I \sim 10 \text{ эв}, a_0 \sim 10^{-8} \text{ см} \right)$$

Эффективное торможение при  $v \sim 10^8$  см/сек имеет величину  $\sim 10^{16}$  вольт/сек, при  $v \sim 10^7$  см/сек -  $10^{12}$  вольт/сек, при  $v \sim 10^6$  см/сек  $\sim 10^8$  вольт/сек.

Что касается эффективного торможения, соответствующего упругому рассеянию, то в этом случае остаются в силе оценки предыдущего параграфа. Мы получим:

$$t \sim \int_{10^7}^{10^8} \frac{M_Z v^2 dv}{\chi_1^{(1)} + \chi_2^{(2)}} + \int_{10^6}^{10^7} \frac{M_Z v^2 dv}{\chi_1^{(1)} + \chi_2^{(2)}}$$

В первом интеграле можно пренебречь  $\chi_1^{(1)}$ . Тогда

$$t_1 \sim \int_{10^7}^{10^8} \frac{M_Z M_p v^2 dv}{Z^2 e^4 N} \sim \frac{10^{-24} \cdot 10^{-22} \cdot 10^{24}}{10^2 \cdot 10^3 \cdot 10^{-90} \cdot 10^{23}} \sim 10^{-10} \text{ сек}$$

$$t_2 \sim \int_{10^6}^{10^7} \frac{M_p dv}{M_Z \pi a_0^2 v^2} \sim 10^{-4} \text{ сек}$$

Следовательно  $t \sim 10^{-10}$  сек.

§ 4. Выводы.

Итак, в фотоэмульсии, а также в жидком аргоне и крипто-не и в других конденсированных средах, обладающих или неглубокими

электронными уровнями или или электронными уровнями, близкими к основному состоянию атома водорода - почти все  $\Sigma^+$  - гипероны замедлившиеся до скоростей порядка  $10^7$  см/сек - "одеты" электронами, сидящими на основных уровнях. В области скоростей до  $10^6$  см/сек ( $2 - 3 \cdot 10^6$  см/сек) на механизм деполаризации  $\Sigma^+$  - гиперона в сигмении влияет ионизация (или возбуждение), которая разрывает контактное взаимодействие спинов электрона и  $\Sigma^+$  - гиперона. Скорости порядка  $10^8$  см/сек экспериментально нельзя отличить от скоростей порядка  $10^6$  см/сек. В то же время эту область скоростей  $\Sigma^+(\Sigma^+e^-)$  прсходит не очень быстро за времена, хотя и меньшие, но сравнимые с временем жизни  $\Sigma^+$ . Поэтому 10 - 30%  $\Sigma^+$  - гиперонов, распады которых мы фиксируем, могут распадаться почти не деполаризованными.

### III. Деполаризация $\Sigma^+$ - гиперонов в сигмении.

#### § I. Феноменологическая теория.

Механизация деполаризации электрона мюония за счёт взаимодействия со средней подробно изучен в работе Носова и Яковлевой, феноменологическим мы можем описать деполаризацию электрона за счёт его взаимодействия со средой, введя в уравнения Вангенесса-Блоха дополнительные члены, пропорциональные частоте опрокидывания электронного спина  $\nu$  :

$$\frac{dS_i^{(1)}}{dt} = -\frac{1}{2} \omega_0 E_{is} T_{st} - \frac{e}{m_{\Sigma} c} E_{is} H_s S_t^{(1)}$$

$$\frac{dS_i^{(2)}}{dt} = \frac{1}{2} \omega_0 E_{is} T_{st} + \frac{e}{m c} E_{is} H_s S_t^{(2)}$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_{st}}{dt} = & \frac{1}{2} \omega_0 (E_{st} E_{se}^{(1)} - E_{st} E_{se}^{(2)}) - \\ & - \frac{e}{m_{\Sigma} c} E_{s m n} H_m T_{nt} + \frac{e}{m c} E_{t m n} H_m T_{sn} \end{aligned}$$

§ 3. Обмен <sup>of</sup> Электрон атома сигмниония с электронами атомов  
и молекул при упругом рассеянии.

Если валентные связи электронов насыщены (спины скомпенсированы), обмен электронов с переориентацией спина невозможен — он запрещен принципом Паули. Для парамагнитных молекул с нескомпенсированным спином этот процесс возможен и играет существенную роль. При этом  $\nu_2$  — имеет порядок величины  $10^{-16} \cdot 10^{23} \cdot 10^6 \sim 10^{13} \text{ сек}^{-1} > 2, \omega_0$ . Поэтому, если молекулы обладают спиновым парамагнетизмом, деполяризация в конденсированных средах вообще практически не имеет места (эффект той же природы, как и влияние ионизации).

Однако у большинства веществ валентные связи насыщены, т.е. спины электронов скомпенсированы. Об этом свидетельствуют, в частности, измерения коэффициента асимметрии для распада  $\mu^+$  — мезона в  $\text{AgBr}$ , желатине и других веществах из которых следует, что  $\Delta P \gg \frac{1}{2}$ . Это было бы невозможно, если бы  $\nu$  было ~~много~~ больше, чем  $10^{11} \text{ сек}^{-1}$ .

Известно, что  $\text{AgBr}$  — ионный кристалл, обладающий диамагнитными свойствами. У ионов  $\text{Ag}$  и  $\text{Br}$  — замкнутые электронные оболочки, соответствующие инертным газам.

Желатина также диамагнитна, как, впрочем и почти все органические вещества, кроме металлоорганических радикалов [18]. Деполяризация  $\mu^+$  — мезона в желатине согласно работе [20] равна  $\frac{1}{2}$ , так что  $\nu_2 \approx 0$ .

Разумеется,  $\nu_2 \approx 0$  для таких типичных диамагнетиков как аргон, криптон и ряд других веществ.

Таким образом, для большого числа веществ обмен между электроном атома сигмниония и электронами молекул среды не играет

никакой роли.

§ 4 Обмен электрона атома ( $\Sigma^+e^-$ ) с электронами среды при неупругих соударениях.

При соударениях возможно возбуждение электронных уровней молекул ( или ионизация). При этом компенсация спиновых моментов электронов нарушается. Для диамагнетиков минимальное изменение энергии при этом не меньше ( а в большинстве случаев больше) чем I эв, так как основной уровень не имеет тонкой структуры.

Критерий Месси приводит к этому, что

$$\nu_3 \sim \pi \alpha_0^2 e^{-\frac{v_0}{v}} \Delta \Gamma v$$

Для  $Ag$   $Bz$  при  $v \sim 10^6$  см/сек, ( $v_0 \sim 10^7$  см/сек)

$\nu_3 \sim 10^9$  сек<sup>-2</sup>, при  $v \sim 5 \cdot 10^5$  см/сек  $\nu_3 \sim 10^5$  сек<sup>-1</sup>

Для инертных газов  $Ar$  и  $Kr$  при  $v \sim 10^6$  см/сек  $\nu_3 \sim 10^5$  сек<sup>-1</sup>

Итак  $\nu_3 \ll \omega_0$ .

Таким образом при скоростях порядка  $10^6$  см/сек обмен электронов с переворотом спина при возбуждении диамагнетика мало вероятен. При больших скоростях обмен конкурирует с ионизацией.

Как мы уже установили, время замедления атомов ( $\Sigma^+e^-$ ) до скоростей  $10^6$  см/сек -  $5 \cdot 10^5$  см/сек порядка  $10^{-11}$  -  $10^{-10}$  сек

§ 5. Влияние внутренних магнитных полей на деполяризацию СИГМИОНΙΑ.

Среднее магнитное поле замкнутых диамагнитных оболочек равно нулю.

Однако при возбуждении диамагнетика возникают эффективные магнитные поля. Оператор  $\hat{A}$  можно записать в виде

$$\vec{H} = (\vec{\sigma} \vec{\nabla}) g_{\text{rad}} \frac{1}{r} + \dots$$

$$\dots + (\sigma_{\alpha\beta}^{(L)} \delta_{\alpha\beta} \partial_{\alpha} \partial_{\beta} \dots \partial_{\gamma}) g_{\text{rad}} \frac{1}{r} + \dots$$

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(L)} \delta_{\alpha\beta} = \frac{e}{2mc} \sum_i (L_i^{\alpha} + 2\hat{x}_i^{\alpha}) \tau_{\beta}^{(i)} \tau_{\gamma}^{(i)} \dots \tau_{\delta}^{(i)}$$

$\tau^{(i)}$  - расстояние  $i$ -ого электрона до центра атома. Как диагональные матричные элементы от оператора магнитного дипольного момента, так и недиагональные в случае диамагнетика ( $L = S = 0$ ) тождественно равны нулю.

Однако высшие мультипольные моменты могут давать вклад в  $\vec{H}$ , так как недиагональные элементы от  $\sigma_{\alpha\beta}^{(L)}$  не равны нулю. При этом эффективное поле на расстояниях, порядка атомных, равно около  $10^5$  гс. Частота прецессии при этом  $\omega \sim \frac{eH}{2mc} \sim 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ . За время столкновения  $\Delta t \sim \frac{d_0}{v} \sim 10^{-14} \text{ сек}$  средний квадратичный угол поворота спина

$$\theta^2 \sim \frac{e^2 H^2}{4m^2 c^2} (\Delta t)^2$$

Число столкновений за время жизни равно

$$n = \sigma_{\text{ср}} N v \tau_{\Sigma}$$

Поскольку в области скоростей  $v \sim 10^6$  см/сек имеет место адиабатический спад,

$$n \lesssim 10^{-20} \cdot 10^{23} \cdot 10^6 \cdot 10^{-10} \lesssim 10$$

Отсюда  $\Delta p \lesssim 10^{24} \cdot 10^{-28} \cdot 10 \lesssim 10^{-3}$ , что соответствует

$$v_{\text{ч}} \lesssim 10^7 \text{ сек}^{-1} \quad \text{При } v \sim 5 \cdot 10^5 \text{ см/сек } v_{\text{ч}} \lesssim 10^3 \text{ сек}^{-1}$$

(пока речь идет об  $A_{\text{г}} B_{\text{г}}$ ).

Для жидких инертных газов  $v_{\text{ч}} \lesssim 10^3 \text{ сек}^{-1}$  при  $v \sim 10^6 \text{ см/сек}$   
и  $v_{\text{ч}} \lesssim 1 \text{ сек}^{-1}$  при  $v \sim 5 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ .

Таким образом  $V_4 \ll \omega_0 \ll \tau$  для  
 при всех диамагнитных  
 веществ, атомы которых находятся в состоянии  $^2S_0$ , а молекула  
 - в состоянии  $L=0, S=0, \Lambda=0$ . ( $\Lambda$  - проекция полного  
 момента на ось молекулы). Для парамагнетиков  $V_2 \gg \omega_0$ ,  
 $V_3 \gg \omega_0, V_4 \gg \omega_0$  и точно также  $V_2 \gg \tau, V_3 \gg \tau, V_4 \gg \tau$   
 У парамагнетиков с чисто орбитальным парамагнетизмом ( $L \neq 0$ ,  
 $S=0$ )  $V_2 \neq 0$ , но  $V_3, V_4 \gg \omega_0 \sim \tau$ .

### § 6. Деполяризация электрона в кристаллическом поле.

В этом параграфе мы можем воспользоваться результатами рабо-  
 ты Носова и Яковлевой [18]. Согласно оценкам этой работы, в  $AgBr$   
 деполяризация электрона мюония за счёт действия кристаллического  
 поля даёт вклад в  $\nu$  порядка  $10^4$  сек $^{-1}$  при скоростях  $10^5$  см/сек  
 (тепловых для мюония).

Очевидно, при  $v \sim 10^6$  см/сек (область скоростей, при которых  
 имеет место чисто "сигмиониевый" механизм деполяризации  $\Sigma^+$ ),  
 $\nu_5 \sim 10^6$  сек $^{-1} \ll \omega_0 \tau$ , так как  $\nu_5 \sim v^2$  ж)

Таким образом, при скоростях  $v \sim 10^6$  см/сек в фотоэмуль-  
 сии, жидком аргоне и криптоне

$$\nu = \nu_1 + \nu_2 + \nu_3 + \nu_4 + \nu_5 \lesssim 10^6 - 10^9 \text{ сек}^{-1} \ll 10^{10} \text{ сек}^{-1}$$

При скоростях  $v \sim 5 \cdot 10^5$  см/сек

$$\nu \lesssim 10^5 \text{ сек}^{-1}$$

При  $v \sim 10^5$  см/сек  $\nu \lesssim 10$  сек $^{-1}$

В работе [18] обсуждается ещё один механизм деполяризации, а  
 именно - образование отрицательного водородоподобного иона. Оценки

х Это ясно из уравнения

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{1}{c} \beta [ [\vec{E} \vec{v}] \vec{S} ], \quad \text{где } \beta = \frac{e}{2mc}$$

по <sup>а</sup>параболической формуле для скоростей порядка  $10^6$  см/сек дают значения  $\nu$  порядка  $10^{11}$  сек<sup>-1</sup>, для  $v \sim 5 \cdot 10^5$  см/сек-  
 $\nu \sim 10^9$  сек<sup>-1</sup>.

К сожалению, непосредственный захват электронов с уровней  $Ag\ Bz$  ( $\sim 1,3$  эв) атомом "сигмония" (или "мюония") при скоростях, близких с тепловым, невозможен из-за нарушения закона сохранения энергии. (В.Г. Носов)

В то же время никакие другие процессы не объясняют сравнительно большую величину  $\nu$  для мюония в  $Ag\ Bz$  ( $\nu \sim 10^9$  сек<sup>-1</sup>). Возможно захват электронов происходит с крайне неглубоких примесных уровней. (В.Г. Носов).

Во всяком случае окончательное решение окончательное решение этого вопроса имело бы большое значение для нашего понимания механизма деполяризации.

### § 8. В ы в о д ы.

При замедлении в жидком  $Az$  или  $Kz$  до скоростей порядка  $10^6$  см/сек влияние среды на деполяризацию  $\Sigma^+$  - гиперона путем воздействия на электрон сигмония, так же как и влияние ионизации, становится несущественным.

Как мы уже установили, в средах с глубокими уровнями ( $Az, Kz$ ) область скоростей от  $10^8$  см/сек до  $10^6$  см/сек  $\Sigma^+$  - гиперон проходит за время порядка  $10^{-10}$  сек.

При замедлении в фотоэмульсии полностью исключить влияние среды их деполяризацию  $\Sigma^+$  - гиперона мы можем при скоростях, меньших  $5 \cdot 10^5$  см/сек ( $1-2 \cdot 10^5$  см/сек).

В § 2, II мы установили, что время замедления  $\Sigma^+$  от  $v_1 \sim 10^8$  см/сек до  $v_2 \sim 10^6$  см/сек имеет порядок величины



$10^{-11}$  сек. При дальнейшем замедлении до скоростей  $\sim 10^5$  см/сек основным механизмом является возбуждение колебат. уровней молекул ( $\varepsilon \sim 0,1 - 0,01$  эв). Время замедления от  $v_2 \sim 10^6$  см/сек, до  $v_3 \sim 10^5$  см/сек также составляет  $10^{-11} - 10^{-12}$  сек. Таким образом полное время замедления  $\Sigma^+$  - гиперонов в фотоэмульсии имеет порядок величины  $10^{-11}$  сек, или, учитывая грубость нашей оценки,  $10^{-11} - 10^{-10}$  сек.

Следовательно, попрежнему вопрос заключается в том - как отделить  $\Sigma^+$  - гипероны, <sup>цифры</sup> распадаются при скоростях  $\sim 10^8 - 10^6$  см/сек с  $10^5 < v < 10^6$  см/сек.

§. IV. Образование сигмниониевых молекул и влияние химических процессов на деполяризацию  $\Sigma^+$  -гиперона.

В ряде работ обсуждается возможность образования мезомолекул [20, 21]. Действительно, мюний в химическом отношении полностью аналогичен атому водорода. То же самое можно сказать и о сигмнионии. Так как обычно при химической связи все электроны образуют замкнутые диамагнитные оболочки, в момент вступления  $\Sigma^+$  - гиперона в химическую реакцию его деполяризация <sup>ек</sup> приращается. Действительно, согласно Паули, спин  $\Sigma^+$  - гиперона в этом случае не может "переходить" на электроны среды.

Вероятность того, что за время  $dt$   $\Sigma^+$  - гиперон распадется или произойдет акт химической реакции равна

$$-(\lambda + \lambda) e^{-(\lambda + \lambda)t} dt, \text{ где } \lambda - \text{ скорость химической реакции,}$$

$$\lambda - \text{ константа распада. Поляризация } N_0 (\lambda + \lambda) e^{-(\lambda + \lambda)t} dt$$

$\Sigma^+$  - гиперонов равна  $P(t)$ , где зависимость от времени

определяется соответствующими формулами ч. IV. Отсюда усредненная поляризация  $\Sigma^+$  - гиперонов, с которой связана асимметрия в распаде  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  равна

$$P = \int_0^{\infty} P(t) e^{-(\lambda+\chi)t} (\lambda+\chi) dt$$

Нетрудно видеть, что формулы (4), (12), (13), (14) ч. I, <sup>приближенно</sup> остаются в силе, если время жизни  $\Sigma^+$  - гиперона  $\tau_{\Sigma^+} = \frac{1}{\lambda}$  заменить на  $\bar{\tau} = \frac{1}{\lambda+\chi}$ .

Чтобы можно было бы непосредственно пользоваться формулами ч. I, необходимо чтобы

$$\chi \ll \lambda$$

Физически это соответствует тому, что  $\Sigma^+$  - гипероны распадаются до вступления в химическую реакцию. Жидкий аргон и жидкий криптон заведомо химически неактивны. Они могут вступить в химические соединения только в возбужденном состоянии. Так как вероятность перехода в возбужденное состояние в адиабатической области скоростей  $v < v_0 \sim 10^8$  см/сек крайне мала, вступление  $A\pi$  или  $K\pi$  в химическую связь с сигмием практически исключено, так что в этом случае, несомненно,

$$\chi \ll \lambda \sim \omega_0$$

Если бы  $\chi$  было много больше чем  $\omega_0 = 0.7 \cdot 10^{10}$  "сек<sup>-1</sup>, почти все  $\Sigma^+$  - гипероны и  $\mu^+$  - мезоны распадались бы недеполяризованными. Однако эксперименты с  $\mu^+$  - мезонами, распадающимися в фотоэмульсии [22], показывают, что имеет место значительная деполаризация  $\mu^+$  - мезонов. В желатине она составляет, примерно, половину в  $AgBr$  98%. Носов и Яковлева показали, что теория хорошо согласуется с экспериментальными данными по распадам  $\mu^+$  - мезона в фотоэмульсии, если выполняется критерий

$$v \ll \omega_0^{(M)} = 0,33 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$$

При этом в  $\text{AgBr}$   $\frac{v}{\chi} = 80$ , в желатине  $\frac{v}{\chi} \ll 1$

~~При скоростях  $5 \cdot 10^5$  см/сек и меньше за счёт образования отрицательного иона — может достигать максимум  $10^8 - 10^9$  сек<sup>-1</sup> ( см. § 7 ч. IУ ).~~ Отсюда в  $\text{AgBr}$

$$\chi \leq 10^6 - 10^7 \text{ сек}^{-1} \ll \lambda \sim 10^{10} \text{ сек}^{-1}$$

В случае желатины неравенства  $\frac{v}{\chi} \ll 1$ ,  $\frac{v}{\omega_0} \ll 1$

могут выполняться, например, при  $v \sim 10^6 \text{ сек}^{-1}$ ,  $\chi \sim 10^8 \text{ сек}^{-1}$

Как видно из работы Бродского [28], зависимость скорости химической реакции от массы водородоподобного атома ( изотопический эффект ) не может существенно изменить порядок величины  $\chi_{\Sigma^+}$ , по сравнению с  $\chi_{\mu^+}$ . Поэтому можно считать, что в фотоэмульсии

$$\chi_{\Sigma^+} \ll \lambda$$

и следовательно химические процессы не влияют на деполяризацию  $\Sigma^+$  - гиперона.

Заметим, что вообще говоря, для любой наперёд заданной среды нельзя считать, что  $\chi_{\Sigma^+} \ll \lambda$ . Согласно общей теории химических реакций [29]

$$\chi = \pi R^2 P e^{-\epsilon/kT} N v,$$

где  $R$  - размеры молекул,  $N$  - концентрация их в 1 см<sup>3</sup>,  $P$  - фактор вероятности,  $\epsilon$  - энергия активации (обычно  $\epsilon \sim 1-2 \text{ эВ}$ )  
 При скоростях  $\Sigma^+$  - гиперона порядка  $10^6$  см/сек  $E_{\Sigma^+} \sim \epsilon$ , и коэффициент  $e^{-\epsilon/kT}$  следует опустить. Тогда

$$\chi \sim 10^{-16} \cdot 10^{23} \cdot 10^6 \cdot P \sim 10^{13} \cdot P \text{ сек}^{-1}$$

Если  $\epsilon \ll 1$  эв (например,  $H + Cl_2 = HCl + Cl$ ),  
 $v_e \sim 10^5$  см/сек,  $\chi \sim 10^{-16} \cdot 10^{23} \cdot 10^5 \cdot P \sim 10^{12} \cdot P$  сек $^{-1}$   
 Для быстрых химических реакций  $P \ll 1$ . Например, в фото-  
 эмульсии, как следует из наших предыдущих оценок,  
 $P \sim 10^{-4} - 10^{-5}$

### У. Влияние диэлектрических свойств среды.

Диэлектрические свойства среды могут оказывать влияние на значения, соответствующие энергетическим уровням сигмниона, а следовательно и на величину сверхтонкого расщепления

$\omega_0(z^+)$  [18]. Для сигмниона, находящегося в диэлектри-

ческой среде, имеют места соотношения  $\alpha = \frac{m\epsilon d_0}{m^*}$ ,

$$E = \frac{m^*}{m} \frac{E_0}{\epsilon^2},$$

но только в том слу-

чае, если к тому же  $\frac{4\pi}{3} \sqrt{\alpha^3} > 1$ .

Здесь  $E$  - энергия связи электрона в сигмнионе, находящемся в диэлектрической среде,  $E_0 = 13,5$  эв,  $m^*$  - эффективная масса электрона,  $\epsilon = \epsilon\left(\frac{E}{\hbar}\right)$ .

Если  $\frac{4\pi}{3} \sqrt{\alpha^3} < 1$ , диэлектрическая экранировка атомных полей отсутствует и соотношения, приведенные выше не имеют смысла (в них нужно положить  $m^* = m$ ,  $\epsilon = 1$ ).

Рассмотрим уравнение

$$\epsilon^2\left(\frac{E}{\hbar}\right) = \frac{m^*}{m} \frac{E_0}{E}$$

Для  $\epsilon(\omega)$  имеет место феноменологическая формула

$$\epsilon(\omega) = 1 + d \frac{\omega_c^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\nu^2 \omega^2}$$

для AgBr

Известно, что  $\sqrt{\epsilon(0)} = 13$ . Следовательно,  $a = 12$ . При

$$\omega = 10^{13} \text{ согласно [25]} \quad \epsilon(\omega) = 4,6.$$

Так как при  $\omega = \omega_0$   $\epsilon(\omega) = \frac{1}{2}$ ,  $\omega_0 \lesssim 10^{13}$  сек $^{-1}$

Следовательно, при  $\omega \sim 10^{16} \text{сек}^{-1}$   $\epsilon(\omega) - 1 \sim 10^{-6}$ , т.е.  $\epsilon(\omega) \approx 1$ .  
 Отсюда ясно, что уравнение  $\epsilon^2(\frac{E}{E_0}) - \frac{m^*}{m} \frac{E_0}{E}$  имеет  
 решение при  $E = E_0, m = m^*$ , причем  
 $\epsilon(\frac{E_0}{E}) = 1$  \*. При этом очевидно, что при глубо-  
 ких уровнях  $\sim 10$  эв электрон испытывает действие только  
 кулоновского поля  $\Sigma^+$  - гиперона, т.е.  $m = m^*$ . Следо-  
 вательно, можно считать, что в  $\text{AgBr}$  значение сверхтонкого  
 расщепления в сигмниии такое же, как и в вакууме.

Что касается желатины, то поскольку её диэлектрическая  
 проницаемость близка к 1 при  $\omega = 0$ ,  $\alpha \approx 0$  т.е.  $\epsilon \approx 1$  при  
 всех  $\omega$ . При этом  $E = E_0, m = m^*$ .

Следовательно, в фотоэмульсии влиянием диэлектрических  
 свойств среды на уровни электрона в сигмниии мы можем пренеб-  
 речь.

Данных в диэлектрических свойствах жидкого аргона и крипто-  
 на в нашем распоряжении нет, чисто теоретические оценки, основан-  
 ные на квантовой теории дисперсии, дают для  $\epsilon(0)$  -1 значение  
 порядка 1. Характерные частоты  $\omega$  имеют при этом величину  
 около  $10^{16} \text{сек}^{-1}$ . Поэтому при  $\omega \sim \frac{E}{\hbar}$  также  $\epsilon \approx 1$ .

Отсюда  $\alpha \sim 10^{-8} \text{см}$ ,  $\omega \alpha^3 \frac{4\pi}{3} < 1$ . Следовательно,  
 диэлектрическая экранировка в данном случае не имеет места.

Как отмечена в работе Носова и Яковлевой, у некоторых  
 полупроводников (германий, кремний) влияние диэлектрических  $\epsilon$   
 свойств среды на величину сверхтонкого расщепления существенно.

---

Поскольку  $\alpha_0 = 0,5 \cdot 10^{-8} \text{см}$ ,  $\omega \sim 10^{22} \cdot 10^{23}$ ,  $\omega \alpha^3 \frac{4\pi}{3} \sim 10^{-2}$ , т.е.  
 о диэлектрической экранировке вообще не имеет смысла говорить.

В этом случае в широкой области частот  $\varepsilon \sim 10$ ,  $\alpha \sim 5 \cdot 10^{-8}$  см,

$$\frac{4\pi}{3} \sqrt{\alpha^3} \sim 10^2 \gg 1$$

### УИ. Заключение.

Мы приходим к следующему выводу: в фотоэмульсиях, жидком аргоне и криптона и по всей видимости, в других плотных веществах, обладающих одновременно диэлектрическими и диамагнитными свойствами и не очень активных по отношению к химическим реакциям с водородом, при скоростях порядка  $10^6 - 5 \cdot 10^5$  см/сек влияние внешней среды на контактный механизм деполяризации  $\Sigma^+$  в атоме сигмиемия можно пренебречь.

Существенно, что подавляющее большинство  $\Sigma^+$  гиперонов, распадающихся при скоростях  $10^8 - 10^6$  см/сек, можно считать недеполяризованными. Действительно, при  $\omega_{ион} \gg \omega_0$   $P = P_0$ , при

$\omega_{ион} \ll \omega_0$  влияние ионизации незначительно. То же самое можно сказать и о других процессах, вносящих вклад в  $\downarrow$ .

Область скоростей, где  $\omega_{ион} \sim \omega_0$ , является очень узкой, так как в адиабатической области скоростей происходит крайне быстрый спад сечений неупругих процессов. В результате время, в течение которого  $\Sigma^+$  - гиперон проходит эту промежуточную область скоростей, имеет порядок величины  $10^{-12}$  сек. Ввиду этого можно ввести параметр  $f$ , который обозначает долю тех  $\Sigma^+$  - гиперонов, которые распадаются недеполяризованными, на которые мы трактуем, как распавшиеся при остановке.

В результате вместо формулы:

$$\vec{P} = \frac{1}{2} \vec{P}_0 \left( 1 + \frac{1}{1 + \omega_0^2 \tau^2} \right)$$

будем иметь

$$\vec{p} = \frac{1}{2} \vec{p}_0 \left( f + \frac{1-f}{2} \left( 1 + \frac{1}{1+\omega_0^2 \tau^2} \right) \right) \quad [4]$$

Привлекая к анализу результаты опытов по наблюдению асимметрии в магнитном поле, мы в принципе можем определить оба параметра:  $f$  и  $\omega_0 \tau$  и тем самым найти <sup>21</sup> парамагнитное отношение для магнитного момента  $\Sigma^+$  - гиперона ( см. [4] ).

Автор выражает глубокую благодарность М.И.Подгорецкому за стимулирование настоящей работы и обсуждение, а также Герштейну, В.Г.Носову и И.В.Яковлевой за обсуждение и важные замечания.

### Приложение

#### ПРИМЕЧАНИЕ.

#### Деполаризация $\Sigma^+$ в сигмнионии.

#### § I. Уравнения для поляризационных параметров.

Спиновая зависимость гамильтониана взаимодействия между  $\Sigma^+$  - гипероном и электроном при наличии магнитного поля имеет вид:

$$V = -\frac{e\hbar}{2mc} (\vec{\sigma}_{(e)} \vec{H}) + \frac{e}{2m(\Sigma^+)} (\vec{\sigma}_{(\Sigma^+)} \vec{H}) + \frac{2}{3\alpha_0^3} \beta \beta^{(\Sigma^+)} (\vec{\sigma}_{(e)} \vec{\sigma}_{(\Sigma^+)}) \quad (I)$$

Здесь  $\vec{\sigma}_{(\Sigma^+)}, \vec{\sigma}_{(e)}$  - матрицы Паули, относящиеся к  $\Sigma^+$  -гиперону и электрону,  $\alpha_0$  - боровский радиус,  $\beta^{(\Sigma^+)} = \frac{e\hbar}{2m(\Sigma^+)c}$ ,  $\beta = \frac{e\hbar}{2mc}$ , величина  $\omega_0 = \frac{32}{3} \frac{\beta \beta^{(\Sigma^+)}}{\alpha_0^3}$  есть частота сверхтонкого расщепления.

Для поляризационных параметров

$$S_i^{(\Sigma^+)} = \langle \sigma_i^{(\Sigma^+)} \rangle, \quad S_k^{(e)} = \langle \sigma_k^{(e)} \rangle, \quad T_{ik} = \langle \sigma_i^{(\Sigma^+)} \sigma_k^{(e)} \rangle$$

мы будем иметь следующую систему уравнения (уравнения Ван-ганесса-Блоха)

$$\begin{aligned} \frac{dS_i^{(1)}}{dt} &= -\frac{1}{2} \omega_0 E_{ist} T_{st} - \frac{e}{m_{\Sigma} c} E_{ist} H_s S_t^{(1)} \\ \frac{dS_i^{(2)}}{dt} &= \frac{1}{2} \omega_0 E_{ist} T_{st} + \frac{e}{m c} E_{ist} H_s S_t^{(2)} \\ \frac{dT_{st}}{dt} &= \frac{1}{2} \omega_0 (E_{st} e S_e^{(1)} - E_{st} e S_e^{(2)}) - \\ &- \frac{e}{m_{\Sigma} c} E_{smn} H_m T_{nt} + \frac{e}{m c} E_{tmn} H_m T_{sn} \end{aligned} \quad (2)$$

§ 2. Деполаризация  $\Sigma^+$  - гиперона в свободном

СИГМИНИОНЛИ.

При  $\vec{H}=0$

$$\begin{aligned} \frac{d(\vec{S}^{(1)} + \vec{S}^{(2)})}{dt} &= 0, \quad \vec{S}^{(1)} + \vec{S}^{(2)} = \text{const} = \vec{P}_0 \\ \frac{d^2 \vec{S}^{(1)}}{dt^2} + \omega_0^2 \vec{S}^{(1)} &= -\frac{1}{2} \omega_0^2 \vec{P}_0 \end{aligned}$$

Отсюда

$$\vec{S}^{(1)} = \frac{1}{2} \vec{P}_0 (1 + \cos \omega_0 t) \quad (3)$$

При усреднении по времени жизни  $\Sigma^+$  - гиперона получаем

$$\begin{aligned} \langle \vec{S}^{(1)} \rangle &= \frac{1}{2} \vec{P}_0 \int \lambda e^{-\lambda t} (1 + \cos \omega_0 t) dt = \\ &= \frac{1}{2} \vec{P}_0 \left( 1 + \frac{1}{1 + \omega_0^2 \tau^2} \right) \end{aligned} \quad (4)$$



где  $\tau_{\Sigma}$  - время жизни  $\Sigma^+$

Для мюония  $\omega_0^2 \tau_{\mu}^2 \gg 1$  и  $\langle \vec{S}^{(1)} \rangle = \frac{1}{2} \vec{P}_0$

Если  $\omega_0 \tau \sim 1$  (что имеет место, если магнитный момент равен магнитному моменту протона),  $\vec{S}^{(1)} = \frac{3}{4} \vec{P}_0$ .

§ 3. Деполаризация  $\Sigma^+$  - гиперонов в сигмнионии при наличии продольного магнитного поля.

Будем считать, что  $\vec{H}$  и  $\vec{P}_0$  совпадают по направлению. Тогда  $(S_1^{(1)} = 0, S_2^{(1)} = 0, S_3^{(1)} = S^{(1)})$

$$\frac{dS^{(1)}}{dt} = -\frac{1}{2} \omega_0 (T_{12} - T_{21})$$

$$\frac{dS^{(2)}}{dt} = \frac{1}{2} \omega_0 (T_{12} - T_{21})$$

$$\frac{dT_{12}}{dt} = \frac{1}{2} \omega_0 (S^{(1)} - S^{(2)}) + \frac{m(\epsilon) \omega' T_{22} + \omega' T_{11}}{m(\Sigma)}$$

$$\frac{dT_{21}}{dt} = -\frac{1}{2} \omega_0 (S^{(1)} - S^{(2)}) - \left( \frac{m(\epsilon)}{m(\Sigma)} \omega' T_{11} + \omega' T_{22} \right)$$

где  $\omega' = \frac{\hbar \epsilon H}{m c}$  - ленгмюровская частота электрона. Продифференцируем первое из уравнений; мы получим:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 S^{(1)}}{dt^2} &= \frac{1}{2} \omega_0 \left( \frac{dT_{12}}{dt} - \frac{dT_{21}}{dt} \right) = \\ &= -\frac{1}{2} \omega_0^2 (S^{(1)} - S^{(2)}) + \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{m_e}{m_{\Sigma}} \right) \omega' (T_{11} + T_{22}) \omega_0 \end{aligned}$$

Поскольку

$$\begin{aligned} S^{(1)} + S^{(2)} &= P_0 \\ \frac{d^2 S^{(1)}}{dt^2} &= -\omega_0^2 S^{(1)} + \frac{1}{2} \omega_0^2 P_0 + \left( 1 + \frac{m_e}{m_{\Sigma}} \right) \omega' \omega_0 (T_{11} + T_{22}) \end{aligned}$$

Но

$$\frac{dT_{11}}{dt} = -\omega' T_{21} + \frac{m_e}{m_z} \omega' T_{12}$$

$$\frac{dT_{22}}{dt} = \omega' T_{12} - \frac{m_e}{m_z} \omega' T_{21}$$

$$\frac{d^2}{dt^2} (T_{11} + T_{22}) = -\omega' \left( \frac{dT_{11}}{dt} - \frac{dT_{22}}{dt} \right) \left( 1 + \frac{m(e)}{m(z)} \right)$$

Отсюда

$$\frac{d^4 S^{(1)}}{dt^4} + \omega_0^2 \frac{d^2 S^{(1)}}{dt^2} = - \left( 1 + \frac{m(e)}{m(z)} \right) \omega'^2 \frac{d^2 S^{(1)}}{dt^2}$$

Пренебрегая  $m(e)/m(z) \ll 1$ , получим

$$\frac{d^4 S^{(1)}}{dt^4} + (\omega_0^2 + \omega'^2) \frac{d^2 S^{(1)}}{dt^2} = 0$$

Отсюда

$$S^{(1)} = A + B \cos \sqrt{\omega_0^2 + \omega'^2} t + C \sin \sqrt{\omega_0^2 + \omega'^2} t$$

Из начальных условий

$$S^{(1)}(0) = P_0, \quad \left. \frac{dS^{(1)}}{dt} \right|_{t=0} = 0$$

$$\left. \frac{d^2 S^{(1)}}{dt^2} \right|_{t=0} = -\frac{1}{2} \omega_0^2 P_0 - \text{следует}$$

$$\text{что } C=0, \quad A = \frac{2\omega'^2 + \omega_0^2}{2(\omega_0^2 + \omega'^2)} P_0$$

$$B = \frac{1}{2} \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 + \omega'^2} P_0$$

Обозначив  $\frac{\omega'}{\omega_0} = \chi$ , получим

$$S^{(1)} = P_0 \frac{1}{2(1+\chi^2)} \left\{ 1 + 2\chi^2 + \cos \omega_0 \sqrt{1+\chi^2} t \right\} \quad (5)$$

Усредняя по времени жизни  $\Sigma^+$  -гиперона, получим

$$\langle S^{(1)} \rangle = P^{(0)} \frac{1}{2(1+x^2)} \left( 1 + 2x^2 + \frac{1}{1+(1+x^2)\omega_0^2\tau^2} \right) \quad (6)$$

При  $x \gg 1$   $S^{(1)} = P^{(0)}$ ; физически это соответствует разрыву связи между спинами  $\Sigma^+$  и электрона.

При  $\omega_0\tau \gg 1$  (6) переходит в известную формулу Орира и др.. [5]

#### § 4. Случай произвольно направленного магнитного поля.

Если начальная поляризация и магнитное поле имеют разные направления, то для составляющей поляризации  $S^{(1)}$  вдоль поля мы получим уравнения, рассмотренные в предыдущем параграфе.

Поэтому

$$\langle S^{(1)} \vec{H} \rangle = \langle P_0 \vec{H} \rangle \frac{1}{2(1+x^2)} \left( 1 + 2x^2 + \frac{1}{1+(1+x^2)\omega_0^2\tau^2} \right) \quad (6-a)$$

*поперечных*

Рассмотрим теперь уравнения для ~~переносных~~ составляющих

Обозначим

$$\begin{aligned} X &= S_1^{(1)} + i S_2^{(1)} & Y &= S_1^{(2)} + i S_2^{(2)} \\ Z &= T_{13} + i T_{23} & V &= T_{31} + i T_{32} \end{aligned}$$

Тогда для этих четырех комплексных переменных мы получим систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dX}{dt} &= \frac{1}{2} \omega_0 i (Z-V) - i \frac{m_e}{m_\Sigma} \omega' X \\ \frac{dY}{dt} &= -\frac{1}{2} \omega_0 i (Z-V) + i \omega' Y \\ \frac{dZ}{dt} &= \frac{1}{2} \omega_0 i (X-Y) - \frac{m_e}{m_\Sigma} \omega' i Z \\ \frac{dV}{dt} &= -\frac{1}{2} \omega_0 i (X-Y) + i \omega' V \end{aligned} \quad (7)$$

Частные решения будем искать в виде  $d_{(i)} e^{i\omega t}$  ( $i=1,2,3,4$ )

Приравнявая нулю характеристический определитель

$$\det \begin{vmatrix} \omega & 0 & \frac{1}{2}\omega_0 & -\frac{1}{2}\omega_0 \\ 0 & \omega - \omega' & -\frac{1}{2}\omega_0 & \frac{1}{2}\omega_0 \\ \frac{1}{2}\omega_0 & -\frac{1}{2}\omega_0 & \omega & 0 \\ \frac{1}{2}\omega_0 & \frac{1}{2}\omega_0 & 0 & \omega - \omega' \end{vmatrix}$$

мы получим для определения  $\omega$  уравнение<sup>\*</sup>)

$$\omega^2(\omega - \omega')^2 - \frac{1}{4}(2\omega - \omega')^2\omega_0^2 = 0$$

Представим это уравнение в виде

$$\left[ \omega(\omega - \omega') - \frac{1}{2}(2\omega - \omega')\omega_0 \right] \left[ \omega(\omega - \omega') + \frac{1}{2}(2\omega - \omega')\omega_0 \right] \stackrel{=0}{(8)}$$

Решая два квадратных уравнения, получим

$$\omega_1 = \frac{\omega' + \omega_0}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\omega'^2 + \omega_0^2}$$

$$\omega_2 = \frac{\omega' - \omega_0}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\omega'^2 + \omega_0^2}$$

$$\omega_3 = \frac{\omega' + \omega_0}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{\omega'^2 + \omega_0^2} \quad (9)$$

$$\omega_4 = \frac{\omega' - \omega_0}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{\omega'^2 + \omega_0^2}$$

При  $\omega_0 \ll \omega'$ ,  $\omega_1 = \omega' + \frac{\omega_0}{2}$ ,  $\omega_2 = \omega' - \frac{\omega_0}{2}$ ,  $\omega_3 = \frac{\omega_0}{2}$ ,  $\omega_4 = -\frac{\omega_0}{2}$

При  $\omega_0 \gg \omega$   $\omega_1 = \omega_0 + \frac{\omega'}{2}$ ,  $\omega_2 = \frac{\omega'}{2}$ ,  $\omega_3 = \frac{\omega'}{2}$ ,  $\omega_4 = -\omega_0 + \frac{\omega'}{2}$

Общее решение ищем в виде:

$$x = |P_{\perp}^{(0)}| \left[ a e^{i\omega_1 t} + b e^{i\omega_2 t} + c e^{i\omega_3 t} + d e^{i\omega_4 t} \right]$$

где

$$|P_{\perp}^{(0)}| = \left| \vec{P}_0 - \frac{H(\vec{P}_0 \cdot \vec{H})}{H^2} \vec{H} \right|$$

Для определения коэффициентов используем начальные условия

х) Мы пренебрегаем членами порядка  $m(\omega)/m(\varepsilon) \ll 1$

$$X(0) = |P_{\perp}^0|, \quad X''(0) = -\frac{1}{2} \omega_0^2 |P_{\perp}^{(0)}|$$

$$X'(0) = c, \quad X'''(0) = -i \frac{1}{4} \omega_0^2 \omega' |P_{\perp}^{(0)}|$$

Мы получим систему уравнений (алгебраических)

$$a + b + c + d = |P_{\perp}^{(0)}|$$

$$\omega_1 a + \omega_2 b + \omega_3 c + \omega_4 d = 0 \quad (I6)$$

$$\omega_1^2 a + \omega_2^2 b + \omega_3^2 c + \omega_4^2 d = -\frac{1}{2} \omega_0^2 |P_{\perp}^{(0)}|$$

$$\omega_1^3 a + \omega_2^3 b + \omega_3^3 c + \omega_4^3 d = \frac{1}{4} \omega_0^2 \omega' |P_{\perp}^{(0)}|$$

Решая её, найдем, что

$$a = b = \frac{|P_{\perp}^0|}{4} \left(1 - \frac{\chi}{\sqrt{1+\chi^2}}\right), \quad c = d = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{\chi}{\sqrt{1+\chi^2}}\right) |P_{\perp}^0| \quad (II)$$

Таким образом

$$X = \frac{|P_{\perp}^0|}{4} \left(1 - \frac{\chi}{\sqrt{1+\chi^2}}\right) (e^{i\omega_1 t} + e^{i\omega_2 t}) + \frac{|P_{\perp}^0|}{4} \left(1 + \frac{\chi}{\sqrt{1+\chi^2}}\right) (e^{i\omega_3 t} + e^{i\omega_4 t})$$

Введем обозначения:  $\vec{n}$  - единственный вектор направлений вдоль  $\vec{H}$ ,  $\vec{m}$  - единичный вектор, направленный перпендикулярно  $\vec{H}$  в плоскости  $(\vec{P}_0, \vec{H})$ ,  $\vec{e}$  - единичный вектор, направленный перпендикулярно плоскости  $(\vec{P}_0, \vec{H})$

Тогда при усреднении по времени жизни  $\Sigma^+$  - гиперона ?

$$\vec{J}^{(0)} = \vec{n} P_{0\vec{n}} \frac{1}{2(1+\chi^2)} \left(1 + 2\chi^2 + \frac{1}{1+(1+\chi^2)\omega_0^2 \tau^2}\right) +$$

$$+ \vec{m} P_{0\vec{m}} \frac{1}{4} \left[ \left(1 - \frac{\chi}{\sqrt{1+\chi^2}}\right) \left\{ \frac{1}{1 + \frac{1}{2}(1+\chi+\chi^2+(1+\chi)\sqrt{1+\chi^2})\omega_0^2 \tau^2} + \right. \right.$$

$$\left. + \frac{1}{1 + \frac{1}{2}(1+\chi+\chi^2+(1-\chi)\sqrt{1+\chi^2})\omega_0^2 \tau^2} \right\} +$$

$$+ \left(1 + \frac{\chi}{\sqrt{1+\chi^2}}\right) \left\{ \frac{1}{1 + \frac{1}{2}(1+\chi^2-\chi-\sqrt{1+\chi^2})(1+\chi))\omega_0^2 \tau^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{1 + \frac{1}{2}(1+\chi^2-\chi-(1-\chi)\sqrt{1+\chi^2})\omega_0^2 \tau^2} \right\} + \vec{e} P_{0\vec{e}} \frac{1}{4} \left[ \left(1 - \frac{\chi}{\sqrt{1+\chi^2}}\right) \chi \right. \quad (I2)$$

$$X \left\{ \frac{\frac{1}{2}(\omega_0 \tau)(1+X+\sqrt{1+X^2})}{1+\frac{1}{2}(1+X^2+X+(1+X)\sqrt{1+X^2})\omega_0^2 \tau^2} + \frac{\frac{1}{2}(\omega_0 \tau)(1-X+\sqrt{1+X^2})}{1+\frac{1}{2}(1+X^2+X-(1-X)\sqrt{1+X^2})\omega_0^2 \tau^2} \right\} + \left(1 + \frac{X}{\sqrt{1+X^2}}\right) \left\{ \frac{\frac{1}{2}(\omega_0 \tau)(1+X\sqrt{1+X^2})}{1+\frac{1}{2}(1+X^2-X-\sqrt{1+X^2}(1+X))\omega_0^2 \tau^2} + \frac{\frac{1}{2}(\omega_0 \tau)(1-X\sqrt{1+X^2})}{1+\frac{1}{2}(1+X^2-X-(1-X)\sqrt{1+X^2})\omega_0^2 \tau^2} \right\}$$

При  $x \ll 1$

$$X = \frac{1}{2} \omega_0 \tau \left(1 + \cos \omega_0 \tau\right)$$

что соответствует процессу сигмания как единого целого.

В этом случае

$$\langle S_{\vec{m}}^{(1)} \rangle = \left( \frac{1}{2} \frac{1}{1+\frac{\omega_0^2 \tau^2}{4}} + \frac{1}{4} \frac{1}{1+(\frac{\omega_0+\omega}{2})^2 \tau^2} + \frac{1}{4} \frac{1}{1+(\frac{\omega_0-\omega}{2})^2 \tau^2} \right) P_{0\vec{m}}$$

$$\langle S_{\vec{e}}^{(2)} \rangle = \frac{1}{2} \omega_0 \tau \left(1 + \frac{1}{1+\omega_0^2 \tau^2}\right) P_{0\vec{m}}$$

При  $x \gg 1$ , но  $x \ll \left(\frac{m_{\text{rel}}}{m(\varepsilon)}\right)^{-1}$

$$X = \cos \frac{\omega_0 \tau}{2} P_{0\vec{m}}, \quad J_m X = 0$$

$$\langle S_{\vec{n}}^{(1)} \rangle = P_{\vec{n}}^{(1)}, \quad \langle S_{\vec{m}}^{(1)} \rangle = \frac{4 P_{0\vec{m}}}{4+\omega_0^2 \tau^2}, \quad \langle S_{\vec{e}}^{(1)} \rangle = 0 \quad (\text{I4})$$

$$\langle S_{\vec{e}}^{(1)} \rangle = 0$$

Здесь  $\frac{\hbar \omega_0}{2}$  - величина сверхтонкого расщепления уровня со значением проекции спина электрона на направление магнитного поля, равным  $\frac{1}{2} \hbar$  (или  $-\frac{1}{2} \hbar$ ). (см. п.5 работы [4]).

31/VIII-64г.

В. Любимчу

Литература.

1. J. Friedman, V. Telegdi, Phys. Rev. 106, 1290, 1957
2. R.A. Swanson, Phys. Rev. 112, 580, 1958
3. А.М.Переломов, ЖЭТФ, 40, 1418. 1960.
4. В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий, ЖЭТФ, 46 № 6 ( в печати);  
препринт ОИЯИ Р-1513, Дубна, 1964 год.
5. J. Orger, G. Harris, E. Bierman, Phys, Rev 107, 822,  
1962.
6. Н.Мотт и Г.Месси, Теория атомных столкновений, Изд.ин.лит.  
1951.
7. H. Stapp, Phys. Rev. 103, 425, 1957.
8. Г.Месси и Е.Бархон, Электронные и ионные столкновения,  
изд.ин.лит, 1958.
9. И.Бейгман, Л.Вайнштейн. Изв. АН СССР, сер.физ. т.27,  
1018.1963.
10. Ю.Н.Демков, ЖЭТФ, 45, 195, 1963.
11. Никитин Е.Е. Изв.АН СССР, сер.физ. т.27,996.1963.
12. Charsted, J. Appl, Phys., 30, 25, 1959.
13. C.W. Moglute, Phys. Rev. 130, 1852, 1963.
14. R.A. Mapleton, Phys. Rev. 130, 1829, 1963.
15. Wolf, Annd. Phys. 34, 341, 1939, Trittelvitz, Annd. Phys.  
40, 131, 1941.
16. Д.В.Пилипенко, Я.М.Фогель, ЖЭТФ, 44, 1818.1963
17. В.Г.Носов, И.В. Яковлева, ЖЭТФ, 43, 1750, 1962.
18. П.Селвуд, Магнетохимия, Изд.ин.лит, 1958
19. Weinrich, , препринт, 1960.
20. А.А.Ансельм, В.М.Шехтер, ЖЭТФ, 43, 938, 1963.
21. Б.М.Смирнов и Иванов, ЖЭТФ, 44, 557, 1963.

/22/. А.О.Вайсенберг, УФН, 70, 429, 1960.

/23/. А.М.Бродский, ЖЭТО, 44, 1612, 1963.

/24/. В.Н.Кондратьев, Кинетика химических газовых реакций,  
АН СССР, 1958 год.

/25/. Н. Мотт, Р.ГЕРНИ, Электронные процессы в ионных кристаллах,  
ИИЛ, 1950 год.